Die Bedeutung der Streufelder für die ferromagnetische Bereichsstruktur. Der ⟨110⟩-Nickelkristall als Beispiel.

Otto G r ü t e r

München
1968

Die Bedeutung der Streufelder für die ferromagnetische Bereichsstruktur. Der (110)-Nickelkristall als Beispiel.

Inaugural-Dissertation
zur
Erlangung der Doktorwürde
der
Naturwissenschaftlichen Fakultät
der
Ludwig-Maximilians-Universität
zu
München

vorgelegt von
Otto G r ü t e r
aus Göttingen

München
Januar 1968

1.Berichterstatter: Prof. Dr. Ch. Schwink
2.Berichterstatter: Prof. Dr. W.Rollwagen
Tag der mündlichen Prüfung: 15.Mai 1968

Fotodruck: Mikrokopie GmbH, 8 München 22, Bruderstraße 9

Inhaltsverzeichnis

		Seite
0.	Zielsetzung	1
1.	Welche Beobachtungen muß ein Bereichsstruktur-Modell berücksichtigen?	2
1.1.	Plattenstruktur	2
1.2.	Abschlußstruktur (AS)	6
1.3.	Wand-Oberflächen-Schnitte	10
2.	Welche Bereichsstruktur-Modelle wurden bisher durchgerechnet?	12
2.1.	Dreieckbereiche als AS	12
2.2.	AS mit Streufeldenergie	13
3.	Welche Forderungen muß ein neues Bereichsstruktur-Modell erfüllen?	15
3.1.	Einschränkungen	16
3.2.	Verfeinerungen	20
3.3.	Qualitative Forderungen	21
3.4.	Quantitative Forderungen	22
4.	Modell einer kombinierten Abschlußstruktur (AS)	23
4.1.	AS am Winkel KK	24
4.2.	AS am Winkel KV	30
4.2.1.	Keile am Winkel KV	30
4.2.2.	Innere Streufelder	31
4.2.3.	Variation der Keillängen	35
4.2.4.	Variation der Keilstruktur	36
4.2.5.	Kleinperiodischer Abschluß der Keile	37
4.3.	Kombinierte AS	41
5.	Die berechnete Bereichsstruktur des ⟨110⟩-Nickelkristalls	43
5.1.	Vergleich der BS-Modelle untereinander	44
5.1.1.	Übereinstimmendes in den BS-Modellen	44
5.1.2.	Unterschiede zwischen den BS-Modellen	45
5.2.	Vergleich mit den qualitativen Forderungen	53
5.2.1.	Form der $d(H_1)$-Kurve	53
5.2.2.	Anteil x der KV-AS, Anzahl der Keile	56

5.3.	Vergleich mit den quantitativen Forderungen	59
5.3.1.	Periode d in Abhängigkeit von der Kristallbreite L	59
5.3.2.	Periode d in Abhängigkeit vom effektiven Feld H_i	60
5.3.3.	Periode d in Abhängigkeit von der Temperatur T	61
5.3.4.	Der Anteil x der KV-AS in Abhängigkeit vom Feld H_i	63
5.4.	Offene Probleme	64
6.	Zusammenfassung	66
Literaturverzeichnis		69
Anhang		
A.	Bereichswände in Nickelkristallen	73
A.1.	Welche Bereichswände sind zu berechnen?	73
A.2.	Die (110)-Wand senkrecht zur (110)-Magnetisierungsebene des ⟨110⟩-Kristalls	75
A.3.	Blochwände in ASen des ⟨110⟩-Nickelkristalls	79
A.4.	Die (100)-Wand senkrecht zur (011)-Magnetisierungsebene des ⟨100⟩-Kristalls	80
B.	Keilstrukturmodelle I bis IV	83
Figuren		

0. Zielsetzung

Frühe Untersuchungen der ferromagnetischen Bereichsstruktur (BS) an Nickel [1-10] zeigten eine solche Fülle von Erscheinungen, daß erst spät Versuche einer qualitativen Deutung [11-14] begonnen wurden. Einige Modellrechnungen liegen vor [15-20]; sie beschreiben die BS noch nicht richtig.

Nach ausführlichen Untersuchungen [17-25] ist bekannt, daß der ⟨110⟩-Nickelkristall eine sehr einfache Grundstruktur besitzt. Es ist deshalb sinnvoll, für diesen Fall ein neues Modell der BS zu entwickeln.

Spreen [21] führte unter Einbeziehung von Streufeldern erste erfolgversprechende Abschätzungen zur Abschlußstruktur (AS) des ⟨110⟩-Nickelkristalls aus. In der folgenden Arbeit soll unter ständiger Berücksichtigung der Beobachtungen ein möglichst einfaches BS-Modell entworfen und vollständig berechnet werden. Das Modell soll die beobachteten Erscheinungen der BS bei Variation zahlreicher Parameter richtig beschreiben. Sicher müssen zu diesem Ziel Vereinfachungen in Kauf genommen werden.

In §1. werden bereits vorliegende und eigene Beobachtungen der BS des ⟨110⟩-Nickelkristalls zusammengestellt. Die bisher vorgeschlagenen BS-Modelle werden in §2. besprochen. In §3. ergeben sich die Forderungen an ein neues Modell, das in §4. durchgerechnet wird. Der §5. zeigt dann durch Vergleich zwischen den Beobachtungen und den Ergebnissen der Rechnungen, daß sich die hier vorgeschlagene AS der Wirklichkeit gut annähert, jedoch im Gegensatz zu den Erwartungen [26-28,16-20] durchaus nicht streufeldfrei ist.

1. Welche Beobachtungen muß ein Bereichsstruktur-Modell berücksichtigen?

Diese Frage wird sogleich auf die BS des magnetisierten Kristalls eingeschränkt. Demnach liege ein effektives Magnetfeld H_i in ⟨110⟩-Richtung, der Achse der stabförmigen Probe (vgl.Fig.1).

Damit H_i über den gesamten Querschnitt homogen ist, wird die Umgebung der Mitte langer, schlanker Kristalle betrachtet [25].

1.1. Plattenstruktur

Die Grundstruktur des magnetisierten ⟨110⟩-Kristalls ist eine einfache Plattenstruktur aus durchgehenden, senkrecht zur Achse geschnittenen Scheiben mit (110)-Zwischenwänden. Die Platten sind in der ($\bar{1}$10)-Ebene alternierend im Winkel $\pm\,\vartheta$ zur ⟨110⟩-Stabachse magnetisiert [17-19,21-25,29,30] (vgl.Fig.1). Die Scheiben sind unabhängig voneinander magnetostriktiv frei entspannt.

Solch eine einfache Plattenstruktur wird nach Néels Überlegungen zum ⟨110⟩-Eisenkristall [27,33] auch bei dem ⟨110⟩-Nickelkristall erwartet (vgl. [18]).

1.1.1. Nachweis der Plattenstruktur

Mit drei verschiedenen Methoden wird dies nachgewiesen: mit der Bittertechnik [1,34-36], dem magnetooptischen Kerreffekt [37,38] und der elektronenoptischen Schattenmethode [39-45].

In [17,18] werden auf allen Flächen von sechseckigen ⟨110⟩-Kristallen von Kante zu Kante durchgehende, achsensenkrechte Bitterstreifen gleicher Periode beobachtet. Grüter [19,25] verfolgt diese Streifen um die Kanten herum und zeigt, daß die Bitterstreifen auf allen Seitenflächen - das sind alle nicht mit der ($\bar{1}$10)-Magnetisierungsebene zusammenfallenden, achsenparallelen Oberflächen - jeweils am konvexen Winkel KV verdichtet und zu dieser Linie spiegelsymmetrisch sind (vgl.Fig.1).

Dedić [22,23] untersucht erstmalig Bitterstreifen kontinuierlich auf der Mantelfläche eines zylindrischen ⟨110⟩-Kristalls und bestätigt dabei eindrucksvoll die bisherigen Vorstellungen. Gleiches gelingt Spreen [21], indem er einen axialen Strom durch die Probe schickt und mit dessen Zirkularfeld nach Maßgabe der magnetostatischen Energie die Gestalt jeder einzelnen Platte ändert. Auch durch Normalfeldüberlagerung bei eigenen Bitterbeobachtungen auf Seitenflächen kann anfangs schwach [19] und jetzt deutlich das Symmetrieverhalten der Streufelder gezeigt werden, das einer einfachen Plattenstruktur entspricht (vgl.§§1.2.2,1.3.2.).

In [29,30] wird die BS des ⟨110⟩-Nickelkristalls mit Hilfe des magnetooptischen Kerreffektes in einem großen Temperaturbereich untersucht, wobei auf Haupt- und Seitenflächen Kontrast von gleicher Periode festgestellt wird.

Mit Hilfe der elektronenoptischen Schattenmethode gelingen bei eigenen vorläufigen und rein qualitativen Untersuchungen in der Anordnung nach [46-54] erstmals Beobachtungen der Schattenverzerrung durch Streufelder über der gesamten Mantelfläche zylindrischer, schwach magnetisierter ⟨110⟩-Nickelkristalle.

Alle Erscheinungen lassen sich unschwer durch Oberflächenladungen einer einfachen Plattenstruktur deuten.

Genauere, umfangreiche und quantitative Untersuchungen finden sich in [55,56].

1.1.2. Gleichgewichtsstruktur

Alle drei Beobachtungsmethoden (vgl.§1.1.1.) erfordern mechanische und elektrolytische Politur der Oberflächen. Die Einkristalle müssen dehalb anschließend bei möglichst hoher Temperatur (rd. 1200°C) mehrere Stunden geglüht und langsam abgekühlt werden (rd. 6°/min). Durch Kontrollmessungen ergibt sich, daß nach erneuter Politur eine Glühtemperatur von rd. 1000°C nicht ausreicht, die BS bei kleinen Feldern H_1 zu reproduzieren.

Bisher [17-19,25,29,30] wird beim Einstellen der Gleichgewichts-BS folgendermaßen verfahren: Mit einem Axialwechselfeld (50Hz) abnehmender Amplitude, die anfangs zur Sättigung ausreicht, wird durch Abmagnetisieren ein stets gleicher Ausgangszustand hergestellt. Nach dem Einschalten des Axialgleichfeldes wird ein Wechselfeld von doppelter, dann abnehmender Amplitude überlagert.

Wir erproben eine neue Idealisierungsart: Nach dem Abmagnetisieren und Einschalten des Gleichfeldes wie oben wird ein Axialwechselstrom abnehmender Amplitude durch den Nickelkristall geschickt, in dem also ein zirkulares Wechselfeld erzeugt wird. Die auf diese Weise eingestellte BS ist qualitativ sehr gleichmäßig ausgebildet. Oberhalb 30 A Anfangsamplitude ist die Periode der BS auch bei kleinen effektiven Feldern nicht mehr von der Amplitude abhängig. Mit dieser Amplitude wird also ein Sättigungseffekt erzielt und offensichtlich eine Gleichgewichtsstruktur eingestellt.

Ein gleichzeitiges Anlegen von Zirkular- und Axialwechselfeld ändert an der BS nichts mehr. Das spricht dafür, daß das energetische Minimum eher durch Zirkular- als durch Axialfeldidealisierung erreicht wird.

Denkbar ist, daß auch ein parallel zur Magnetisierungsebene angelegtes Normalwechselfeld in ⟨001⟩-Richtung einen Idealisierungseffekt zeigt. Das Experiment bestätigt jedoch, daß wegen der starken Abschirmung durch die entmagnetisierenden Felder senkrecht zur Stabachse sehr hohe Wechselfelder angelegt werden müßten. Bei Normalwechselfeldern bis 30 Oe Amplitude wird nur die Feinstruktur der Bittermuster geordnet, während die Periode der BS unbeeinflußt bleibt (vgl.auch [57]).

1.1.3. Die Periode d der Plattenstruktur

Neben der Untersuchung und Deutung des Erscheinungsbildes der BS auf allen Oberflächen (vgl. §§1.2.,1.3.) besteht die Aufgabe, eine Größe zu messen, die nach den Vorstellungen der Bereichstheorie berechnet werden kann.

Seit [58] bietet sich im Falle einer Plattenstruktur als Meßgröße deren Periode d an. Sie besteht aus zwei zur Stabachse im Winkel $\pm\vartheta$ magnetisierten durchgehenden Bereichen.

Alle drei Meßmethoden (vgl.§1.1.1.) lassen d unmittelbar erkennen. Als Parameter des Experiments und der Theorie gelten: das effektive Magnetfeld H_i in Achsenrichtung, die Gestalt und die Abmessungen der Probe und die Temperatur.

Die $d(H_i)$-Kurven haben einen steilen Abfall für kleine H_i, dann ein flaches Zwischenstück, gefolgt von einem steilen Abfall, so daß sich eine Stufe zeigt, und einen gegen hohe Felder immer flacher auslaufenden Schwanz. Bei Zirkularfeldidealisierung ist die Stufe nicht deutlich ausgeprägt (vgl.Fig.12).

Anfangs wird in [17,18] nur der sechseckige Typ des ⟨110⟩-Nickelkristalls untersucht, der in Anlehnung an Néel [27] in allen vier $(\bar{1}12)$-Seitenflächen je eine achsensenkrechte leichte Richtung enthält. Doch wie schon in [19,25] ausgeführt wird, ist die Periode d überraschenderweise nicht von der Querschnittsform ($(\bar{1}1\sqrt{2})$- und (001)-Seitenflächen) abhängig. Auch eine $d(H_i)$-Kurve, die mit der Bittertechnik an einem zylindrischen Kristall (0.4 cm Durchmesser) gemessen wurde, stimmt qualitativ und quantitiv gut mit denen aus [19,25] überein.

Die Höhe M in $\langle\bar{1}10\rangle$-Richtung prismatischer Proben ist ohne Einfluß auf die Periode [19,30].

Die Breite L in ⟨001⟩-Richtung gibt dagegen einen deutlichen Effekt [19,30] : Für Felder $H_i > 30$ Oe gilt die Proportion : $d \sim \sqrt{L}$. Für kleine effektive Felder ist eine ähnliche Aussage leider nicht möglich, da dort der Einfluß des magnetisierenden Feldes eine L-Abhängigkeit überdeckt [19,25].

Die implizite Magnetisierungskurve in ⟨110⟩-Richtung lautet [25]:

$$IH_i = \left(-K_1 - K_2\cos^2\vartheta/2\right)\cdot\left(3\cos^2\vartheta - 2\right)\cdot\cos\vartheta \quad . \qquad (1)$$

Hierin sind (vgl.Tab.1): I die temperaturabhängige Sättigungsmagnetisierung, H_i das effektive Feld in ⟨110⟩-Richtung, K_1 und K_2 die temperaturabhängigen Konstanten der Kristallanisotropieenergie [59]. Die Sättigung ($\vec{J} = 0$) tritt für das effektive Feld H_i^s ein:

$$H_i^s = (-K_1 - K_2/2)/I \quad . \tag{2}$$

Nach [31,32] kann im Temperaturbereich zwischen -100^oC und $+100^oC$ in guter Nähung gesetzt werden: $K_2 = 0.4K_1$ Also gilt:

$$H_i^s = -1.2\ K_1/I. \tag{3}$$

Die Bitterbeobachtungen [19,25] der Periode d bei Raumtemperatur (vgl.Fig.12) reichen bis rd. 0.75 H_i^s. Auch in [29,30] gelingt es mit dem Kerreffekt bei anderen Temperaturen nicht, ein Gebiet größerer relativer Sättigung zu überstreichen (vgl.Fig.13).

Wegen der starken Temperaturabhängigkeit der Sättigungsfeldstärke H_i^s (vgl.Tab.1) des ⟨110⟩-Nickelkristalls ist es sinnvoll, alle Messungen und Berechnungen der Periode d der BS bezüglich H_i^s zu normieren.

Wird auf gleiche Sättigung normiert, so erweisen sich die Messungen [29,30] insbesondere für hohe Felder als unzureichend (vgl.Fig.13). Eine allgemeine Aussage ist nicht möglich. Für kleine effektive Felder $H_i/H_i^s < 0.3$ jedoch fällt die Periode d mit steigender Temperatur. Für mittlere und hohe Felder ist kein deutlicher Temperaturgang zu erkennen.

1.2. Abschlußstruktur (AS)

Neben der Klärung der Grundstruktur des magnetisierten ⟨110⟩-Nickelkristalls (§1.1.) ist das Verständnis des Abschlußmechanismus von Wichtigkeit.

Die qualitative Deutung der AS von Nickel ist am abmagnetisierten Kristall für einige Oberflächenorientierungen seit langem bekannt [11-14].

Beobachtungen der AS am magnetisierten ⟨110⟩-Nickelkristall liegen in guter Auflösung mit Hilfe der Bittertechnik für Raumtemperatur vor [17-19,21-25,30]. Die mit

geringerer Auflösung im Temperaturbereich von $-100^{o}C$ bis $+100^{o}C$ mit Hilfe der Kerrtechnik beobachteten ASen [29,30] zeigen im Vergleich zur Raumtemperatur keinerlei Unterschiede im grundsätzlichen Erscheinungsbild.

1.2.1 AS am Winkel KK

An der Bereichsgrenze KK (vgl.Fig.1) wird bei allen effektiven Feldern eine Feinstruktur gefunden, die stets zu dieser Grenze spiegelsymmetrisch, aber stark von der Seitenflächenorientierung abhängig ist. Die Wand KK selbst ist nicht als Bereichsgrenze zu erkennen.

Auf zylindrischen Kristallen gehen die KK-ASen von der $(\bar{1}10)$-Hauptfläche bis zur (001)-Seitenfläche kontinuierlich ineinander über [22,23,21]. Prismatische Kristalle zeigen das der Seitenflächenorientierung entsprechende Muster. Seitlich ist die KK-AS stets von der qualitativ völlig verschiedenen AS des Winkels KV durch achsensenkrechte Linien abgegrenzt.

Die Feinheiten der AS am Winkel KK in der Umgebung der extremen Seitenflächenorientierung (001) zeigen deutlich sichtbar eine Unterstruktur senkrecht zur Stabachse (vgl. Fig.16). Deren Unterperiode nimmt vom Winkel KV her zum Winkel KK hin schwach zu [21]. Das Erscheinungsbild ist nicht immer regelmäßig, sondern auch durchaus in Teilgebieten gegeneinander verdreht. Durch schwache Idealisierung oder Umpolen der mittleren Magnetisierung läßt es sich abändern, ohne daß die Periode d oder die Struktur am Winkel KV beeinflußt wird.

1.2.2. AS am Winkel KV

Bei allen Seitenflächenorientierungen liegen, wie von uns bewiesen wurde [19,25], stets am Winkel KV starke Bitterstreifen (vgl.§1.1.1.), die sich genau von $H_i > 0$ an ausdehnen und vervielfachen, bis sie mit wachsendem Feld die gesamte Periode d in gleichmäßigen Streifen überdecken. Dieses Streifenmuster besteht dann pro Periode d aus sieben dicken Linien mit zahlreichen Begleitern [19,21-25]. Die eigentliche Periode d ist darin nicht mehr ohne weiteres zu erkennen. Doch ge-

ben sich bei genauer Betrachtung die Orte der Grenzen der Grundbereiche durch Spiegelsymmetrie zu erkennen [19,25].

Schon seit langem [17,19] wird vermutet, daß Streufelder am Abschluß beteiligt sind. Äußere Streufelder sind in der am Winkel KV besonders dicken Kolloidbedeckung und durch Normalfeldüberlagerung [19] auch in ihrer Richtung (vorlaufend wie die mittlere Magnetisierungsrichtung) erkennbar (vgl.§1.3.2.).

Eine Möglichkeit zur Deutung der vervielfachten starken Bitterstreifen ist, beiderseits der Wand KV in die Grundbereiche der Magnetisierungsrichtungen $+\mathfrak{J}$ und $-\mathfrak{J}$ keilförmige Bereiche der Magnetisierungsrichtung $-\mathfrak{J}$ bzw. $+\mathfrak{J}$ einzufügen. Die Wände der Keile vor der Wand KV tragen dann positive, die der nach der Wand KV negative magnetische Ladungen, wenn die mittlere Magnetisierungsrichtung ⟨110⟩ als Richtung zugrundegelegt wird. Im Inneren des Kristalls bilden sich dann vorwiegend über die Wand KV hinweg vorlaufende Streufelder aus (vgl.Fig.7).

Spreen [21] findet schließlich bei hoher Auflösung in Bittermustern auf zylindrischen ⟨110⟩-Kristallen in der Nähe der Hauptfläche diesen Modellvorstellungen entsprechende Keilenden.

Solche Keile geben nun eine zwanglose Erklärung für die symmetrisch zur Wand KV auftretenden dicken Linien. Denn mit jedem Keil ist beim Schnitt mit der Seitenfläche eine neue Wand KV verbunden.

Ein genaueres Studium der dicken Linien am Winkel KV der Grundbereiche und der Keile zeigt, daß diese Linien über alle Seitenflächenorientierungen hinweg im wesentlichen aus einem Dipolladungsstreifen bestehen. Durch Normalfeldüberlagerung werden die Vorzeichen der Teilladungen bestimmt (vgl.§1.3.2.). Sie entsprechen der Anordnung, wie sie an der Wand KV zu erwarten ist: In Magnetisierungsrichtung fortschreitend folgt einer positiven eine negative Ladung. Ähnliches erkannte auf einer (001)-Fläche eines abmagnetisierten Nickelkristalls bereits Iwata et al. [14], ohne den Dipolstreifen als KV-Wand zu iden-

tifizieren. Quantitative Aussagen über diese Dipolstreifen finden sich in [55].

An den Wänden KK der Keile zeigt sich verkleinert die KK-Struktur (vgl.§1.1.1.), was die Existenz der Keile erneut bestätigt [21].

Wenn die Streifen bei einigen Oe effektivem Feld H_i breiter ausgebildet sind, tritt innerhalb eines Ladungsstreifens eine Unterperiode auf, die durch je einen neu eingefügten kleinen Keil innerhalb des Streifens eines Ladungsvorzeichens gedeutet wird.

Diese neu eingefügten Keile sind nicht geradlinig begrenzt, sondern gegen die Achsensenkrechte $\langle\bar{1}10\rangle$-Richtung verkippt, so daß ein breiter Streifen insgesamt außen glatt und innen zopfartig erscheint [22,23].

1.2.3. Verhalten der AS im Feld

Die Erscheinungen an den einzelnen breiten Streifen sind qualitativ völlig gleich. Die von der Grundbereichswand KV gesehen weiter außen liegenden sind etwas schmaler und in ihrer feldabhängigen Entwicklung noch nicht so weit fortgeschritten wie die inneren. Zwischen den einzelnen breiten Streifen liegen KK-Strukturen, wie sie in §1.2.1. beschrieben werden. Die KK-Struktur an der Grundbereichswand KK ist jeweils die breiteste (vgl.Fig.16).

Der Anteil der Struktur KV mit ihren Unterperioden nimmt mit wachsendem Feld H_i sehr rasch auf Kosten der KK-Struktur zu. Sowohl die beim Feld $H_i = 0$ allein vorhandene KK-Struktur in der Verlängerung der Wand KK als auch die KK-Strukturen an den Wänden KK der Keile schrumpfen mehr und mehr. An der Grenze des Beobachtungsbereiches ($H_i/H_i^S \approx 0.75$) sind fast nur noch die Erscheinungen der KV-Struktur zu erkennen.

Bei den ersten Untersuchungen der "Magnetisierungsinhomogenitäten" überhaupt bemerkt Bitter [1,2] auf Nickel senkrecht zum Magnetfeld Streifen, die genau das hier von uns beschriebene Verhalten im ansteigenden Magnetfeld zeigen. Bitter schließt nicht aus der Grundperiode des abgelagerten

Kolloids auf die Periode einer zugrundeliegenden Plattenstruktur, sondern liest aus der Unterperiode der feldabhängigen dicken Linien einen um eine Größenordnung zu kleinen Wert der Bereichsabmessungen ab.

1.3. Wand-Oberflächen-Schnitte

Die Bittertechnik läßt außer der Periode d und den Einzelheiten der AS auch noch Feinheiten der Streufeldverteilung über Schnitten von Bereichswänden mit Probenoberflächen erkennen.

1.3.1. Schnitt mit Hauptflächen

Auf der ($\bar{1}10$)-Hauptfläche eines prismatischen ⟨110⟩-Nickelkristalls zeichnet sich bei starker Vergrößerung wegen der zusätzlich sichtbaren Einzelheiten die Periode d nur noch schwach ab. Dafür werden jedoch alle Bereichsgrenzen, nämlich zwei pro Periode d, deutlich erkennbar (vgl. Fig.15).

Das Überlagern eines kleinen Normalfeldes zeigt die Streufeldrichtung über den Wandschnitten an. Da bei Umkehr des Normalfeldes innerhalb der linienhaften Kolloidablagerungen die Stellen starker Bedeckung mit denen schwacher Bedeckung vertauschen, muß das Streufeld längs eines Wandschnittes seine Richtung ändern. Außerdem stehen die Knicke offensichtlich in Zusammenhang mit der wechselnden Streufeldrichtung. Denn jedes Teilstück einer Streufeldrichtung ist in sich gerade.

Eine sorgfältige Überprüfung - unter Beachtung der Magnetisierungsrichtungen, der Kolloidablagerungen an Kratzern und Unebenheiten [6C] und der Normalfeldrichtung - ergibt, daß jeweils genau die Streufeldrichtung vorhanden ist, die aus der pauschalen Aufladung einer im beobachteten Sinne um ⟨$\bar{1}$10⟩ verdrehten (Bloch- oder Néel-)Wand folgt.

Es ist demnach nicht zu entscheiden, ob die Wände Blochwände sind, die bei wechselndem Drehsinn innerhalb der Wand an der Oberfläche wechselnde Linienladungen tragen.

Das allgemeine Erscheinungsbild der Bittermuster spricht eher für Blochwände. Einmal lassen sich die bisweilen sehr feinen Bitterstreifen nicht anders deuten; zum anderen können die feinen, blanken Linien innerhalb der dicken, von der Wandaufladung herrührenden Streifen von den Blochwänden verursacht sein, deren Linienladung an der Oberfläche der pauschalen Wandladung entgegengesetzt ist.

Ein wechselnder Drehsinn innerhalb einer Blochwand kann jedoch ebenso mit der Verknickung um ⟨001⟩ zur Wandenergieminderung verbunden sein (vgl.§A.2.2.).

Jedenfalls ist hier die Annahme glatter, durchgehend homogener (110)-Blochwände nicht ohne weiteres erlaubt.

1.3.2. Schnitt mit Seitenflächen

Stimmt die Oberfläche nicht mehr mit der Magnetisierungsebene der angrenzenden Bereiche überein, so unterscheiden sich die Wand-Oberflächen-Schnitte wesentlich, je nachdem der Winkel zwischen den angrenzenden Magnetisierungsrichtungen konkav (KK) oder konvex (KV) zur Oberfläche gerichtet ist [19,25]. Diese Unterscheidung ist außer bei 180°-Wänden immer möglich. Zur Entwicklung einer AS des prismatischen ⟨110⟩-Nickelkristalls untersuchen wir die Schnitte der Grundbereichszwischenwände mit der (001)-Seitenfläche. Unabhängig von der Seitenflächenorientierung ist der Schnitt der KK-Grundbereichszwischenwände mit der Oberfläche innerhalb der KK-AS nicht mehr zu erkennen (vgl.§1.2.1.).

Am Winkel KV ist der Fluß in einer AS parallel zur mittleren Magnetisierungsrichtung umzulenken [21]. Im Gegensatz zur KK-Wand geschieht das für alle Seitenflächenorientierungen durch Streufelder.

Die 71°-(110)-Wand des ⟨110⟩-Kristalls spaltet - in mittleren und hohen effektiven Feldern - am Winkel KV in mehrere parallele Wände auf mit einer Zopfstruktur (vgl. §§1.2.2.), die in [22] mit dem Bestreben der (110)-Bloch-

wand, durch Verknicken um die ⟨001⟩-Richtung Energie zu gewinnen (vgl.§A.2.2.), in Verbindung gebracht wird. Auch in kleinen Feldern und in der Remanenz hat, wie hier mit Hilfe der Normalfeldüberlagerung gezeigt wird, der Schnitt der (110)-Wand mit der (001)-Seitenfläche eine kleinperiodische Wellenstruktur (vgl.Fig.16,17).

2. Welche BS-Modelle wurden bisher durchgerechnet?

Alle in §2. wiedergegebenen Rechnungen gehen bezüglich der Anisotropieenergie nur bis zur ersten Konstanten K_1. Denn bis 1964 herrscht in der Literatur (vgl. [31,32]) noch nicht einmal Übereinstimmung bezüglich des Vorzeichens von K_2 (vgl.§1.1.3.).

2.1. Dreieckbereiche als AS

In Anlehnung an Néel [27] werden in die BS der Periode d an den Seitenflächen des prismatischen ⟨110⟩-Nickelkristalls Dreieckbereiche eingebaut, die die Umlenkung des Flusses streufeldfrei vollziehen. Die dazu nötige Energie ist jeweils proportional d^2, so daß für die berechneten $d(H_i)$-Kurven über den gesamten Feldverlauf die Beziehung d proportional $\sqrt{1}$ gilt (vgl.§1.1.3.).

2.1.1. Einfache P-Struktur

In [16] wird u.a. der ⟨110⟩-Nickelkristall mit $(\bar{1}10)$-Haupt- und (001)-Seitenflächen behandelt. Ohne Beobachtungen zugrunde zu legen wird als AS ein Dreieckbereich am Ort der Wand KV (P-Bereich [27], vgl.Fig.2a) eingefügt. Die Abschlußernergie setzt sich zusammen aus: magnetostatischer, Anisotropie- und -in grober Näherung- aus magnetostriktiver Überschußenergie.

Die theoretischen Voraussagen können durch die Messungen [17-19,25] nicht bestätigt werden. Gerade der wichtige Wesenszug der tatsächlichen BS, der Übergang von einer KK-AS zu einer KV-AS mit wachsendem Feld (vgl.§1.2.3.), ist in [16] nicht enthalten.

2.1.2. Kombinierte PA-Struktur

Eine kombinierte AS aus P-Bereichen (in ⟨110⟩-Richtung magnetisiert) am Winkel KV und A-Bereichen (in $\pm\langle\bar{1}10\rangle$-Richtung magnetisiert) am Winkel KK wird in [17,18] berechnet (vgl.Fig.2b).

Für mittlere Felder ergibt sich bei Raumtemperatur in der $d(H_i)$-Kurve scheinbar eine quantitative Übereinstimmung mit dem Experiment. Für niedrige und hohe Felder und andere Temperaturen liegen entweder keine Messungen vor, oder das Modell vermag sie nicht zu deuten. Insbesondere wird die Vielfalt der Erscheinungen der BS auf den Seitenflächen (vgl.§1.2.) nicht erfaßt.

2.1.3. Kombinierte PR-Struktur

Nachdem die Suche nach Dreieckabschlußbereichen weiterhin erfolglos geblieben ist, wird für den Winkel KK eine bisher übersehene stabile AS aufgefunden [19], die R-Struktur- in $\langle\bar{1}\bar{1}0\rangle$-Richtung magnetisiert- (vgl.Fig.2c). Die R-Struktur erfüllt die Phasenbeziehung zwischen den Bittermustern (vgl.§1.1.1.); ihr Abschlußvolumen ist im Vergleich zur P- und A-Struktur klein; eine Beobachtung auf prismatischen Kristallen mit notwendig geringfügig abgerundeten Kanten ist unmöglich [20].

Für Raumtemperatur kann eine ausreichende Übereinstimmung mit den gemessenen $d(H_i)$-Kurven über den gesamten Bereich $H_i/H_i^s<0.75$ erreicht werden [19]. Das ist jedoch sicher ein Scheinerfolg. Denn weder gibt das Modell Hinweise auf Stufen in den $d(H_i)$-Kurven [19,25], noch erklärt es die Temperaturabhängigkeit bei kleinen Feldern (vgl.§1.1.3.) oder die Vielfalt der Erscheinungen auf den Seitenflächen.

2.2. AS mit Streufeldenergie

An und für sich besteht die Möglichkeit, die notwendige Umlenkung des magnetischen Flusses einer Plattenstruktur durch periodische Streufelder zu vollziehen (einfache offene Struktur nach [27,61]). Die Abschlußenergie ist dann jedoch für den ⟨110⟩-Nickelkristall viel größer

als die der in §2.1. referierten Modelle. Die Theorie sagt somit viel zu kleine Perioden d voraus (vgl.§5.1.2.2.). Zur wirklichkeitsnahen Berücksichtigung der Streufelder in einer AS muß diese sicher vielfältig sein.

Auf Anregung von Schwink ist in [17] ein AS-Modell (S-Struktur,vgl.Fig.4a) angedeutet, das sich auf ein ähnliches aus [62] stützt. Es reduziert den Streufeldbeitrag zur Abschlußenergie unter Aufwand von Wand- und magnetostatischer Energie. Auch in [19] wird versucht, neue derartige Strukturen zu skizzieren.

Spreen [21] rechnet für $H_i = 0$ (S^*-Struktur in Anlehnung an [62],vgl.Fig.4b) und für $H_i \rightarrow H_i^S$ (Keilstruktur in Anlehnung an [63,64],vgl.Fig.3) je eine Abschätzung durch. Offen bleibt der Übergang zwischen diesen Grenzfällen und damit die Feldabhängigkeit der AS; insbesondere wird die Hervorhebung der Wand KV nicht gedeutet.

2.2.1. Streufeldabschluß bei $H_i = 0$

Wegen $H_i = 0$ tritt in der AS am Winkel KK magnetostatische Überschußenergie nicht auf. Die Magnetisierungsrichtungen der AS liegen entweder parallel oder antiparallel zum Grundbereich, weshalb auch keine magnetostriktive Energie auftritt. Es werden solange 180°-(112)- bzw. 180°-(112)-Wände eingebaut, bis die Summe aus äußerer Streufeldenergie und Aufwand an Wandenergie zum Minimum wird. Die Streufeldenergie wird durch Keile zusätzlich reduziert (vgl.Fig.4b).

Das Ergebnis gibt bei $H_i = 0$ die Periode d größenordnungsmäßig und den Temperaturgang qualitativ richtig wieder. Die Abschlußenergie ist jedoch wegen der lang ausgedehnten, energiereichen 180°-Wände vergleichsweise hoch (vgl.§§4.1.1., 5.1.2.1.).

Die beobachtete Variation der Unterperiode am Winkel KK (vgl.§1.2.1.) wird nicht gedeutet. Denn hier sind die der Wand KK nächsten Unterperioden die kürzesten. Unwahrscheinlich mutet die Struktur deshalb an, weil über die gesamte Periode d hinweg die äußeren Unterperioden in enger

Wechselwirkung stehen müssen, um im gesamten Zwischengebiet Volumenladungen zu vermeiden. Die Struktur zeigt einen Grad hoher Ordnung.

2.2.2. Streufeldabschluß für $H_i \to H_i^s$

Es werden längs der Periode d zur Minderung der äußeren Streufeldenergie Keile (vgl.§1.2.2.) eingefügt. Innere Streufelder rühren dann von den beladenen Keilwänden her. Innerhalb eines Grundbereichs haben die Ladungen ein Vorzeichen. Die inneren Streufelder haben also die Periode d. Die äußeren dagegen sind kleinperiodisch und ohne jede Hervorhebung der Grundbereichswände. Dieses Erscheinungsbild entspricht als Grenzübergang ($H_i \to H_i^s$) den Beobachtungen (vg.Fig.3).

Die Länge der Keile ergibt sich aus dem Minimum der Summe der Energie der inneren Streufelder und der Keilwände. Die Anzahl der Keile wird solange vermehrt, bis ihr Energieaufwand den Gewinn an äußerer Streufeldenergie aufwiegt.

Die magnetostriktive Energie der Keile wird vernachlässigt. Die Periode wird in Übereinstimmung mit den Experimenten [19,25] berechnet, wobei jedoch zu beachten ist, daß Messungen nur bis $H_i/H_i^s \approx 0.75$ vorliegen. Die berechnete Anzahl der Keile pro Bereich ist mit rund 5 größer als beobachtet (vgl.§1.2.3.).

3. Welche Forderungen muß ein neues BS-Modell erfüllen?

Schon ein erster qualitativer Vergleich zwischen den theoretischen Modellen aus §2. und den umfangreichen Meßergebnissen aus §1. zeigt: Ein einfaches BS-Modell ist beim ⟨110⟩-Nickelkristall nicht verwirklicht.

Der für die Bereichstheorie angemessene Ausweg ist: Bei ständiger Beachtung der auf möglichst umfassende Meßmethoden gestützten qualitativen und quantitativen Beobachtungen wird ein neues BS-Modell entworfen.

Wir folgen daher nicht den Vorschlägen von Landau und Lifshitz [26] und Néel [27], die eine periodische BS ohne jede Magnetisierungsdivergenz postulieren, sondern leugnen nicht all die experimentellen Hinweise auf Streufelder innerhalb der AS. In gewisser Weise schließen wir uns damit der Auffassung von Lifshitz [63] an, der - allerdings ohne jeden experimentellen Hinweis - ein BS-Modell mit inneren Streufeldern formuliert.

3.1. Einschränkungen

3.1.1. Spezielle Probenform

Die von der Seitenflächenorientierung abhängige AS am Winkel KK soll uns hier nicht interessieren (vgl.§1.2.1.). Wir berechnen die BS des rechteckigen ⟨110⟩-Kristalls mit ($\bar{1}$10)-Haupt- und (001)-Seitenflächen (Typ III aus [25]).

Nach den Experimenten brauchen wir bezüglich der Plattenstruktur und der Abschlußenergie beim Übergang zu Proben mit (112)- oder (11$\sqrt{2}$)-Seitenflächen sowie mit zylindrischem Querschnitt kaum mit Abweichungen zu rechnen.

Mit der einfachen Probenform gewinnen wir den Vorteil, das BS-Modell von Anfang an bloß zweidimensional entwikkeln zu müssen. Das ist nämlich erlaubt, wenn alle Energiebeiträge proportional zur Höhe M der Probe zunehmen. Mit der Voraussetzung:

$$M \gg d \qquad (1)$$

wird diese Bedingung erfüllt.

Wenn wir bezüglich der Breite L der Probe die Forderung:

$$L \gg d \qquad (2)$$

anschließen, werden alle Wechselwirkungen der ASen auf den beiden gegenüberliegenden Kristallseiten miteinander ausgeschlossen. Jede Seite kann unabhängig von der anderen betrachtet werden. Wechselwirkungen könnten durch Streufelder, magnetostriktive Verzerrungen und durch Überlappung weit ausgedehnter ASen geschehen.

Das effektive $\overset{\text{Feld}}{H_1}$ muß nun allerdings exakt in ⟨110⟩-Stabachsenrichtung liegen, damit nicht wegen eines entmagnetisierenden Feldes über die Breite L und die Höhe M hinweg Wirkungen bestehen.

3.1.2. Magnetostriktion

Jede inhomogene Magnetisierungsverteilung wird ausgeschlossen, insbesondere also alle Wechselwirkungen mit Kristallbaufehlern.

Aus magnetostriktiven Verzerrungen kann in unserer Näherung eine inhomogene Magnetisierung nicht herrühren. Nach §1.1. ist die Plattenstruktur des ⟨110⟩-Nickelkristalls frei von magnetostriktiven Verzerrungen. Bezüglich der AS fordern wir nach [18]:
Das gegen die Grundbereiche verzerrte Abschlußvolumen in jedem Bereich sei so klein, daß der AS in guter Näherung die magnetostriktive Verzerrung des betreffenden Grundbereichs ohne Rückwirkung auf ihn eingeprägt werden darf.

Die Verallgemeinerung des Verfahrens aus [18] ergibt folgende einfache Angabe der magnetostriktiven Überschußenergiedichte von kleinen Abschlußbereichen homogener Magnetisierung in frei entspannten Grundbereichen:

$$\frac{9}{4} C_2 \lambda_{100}^2 \sum_{i=1}^{3} \left(\alpha_i^{B\,2} - \alpha_i^2 \right)^2 + \frac{9}{2} C_3 \lambda_{111}^2 \sum_{\substack{i,k \\ \text{zyklisch}}} \left(\alpha_i^B \alpha_k^B - \alpha_i \alpha_k \right)^2 \qquad (1)$$

In (1) bedeuten: α_i^B und α_i die Richtungskosinus der Magnetisierungsrichtungen in den Grundbereichen bzw. den Abschlußbereichen, C_2 und C_3 die elastischen, λ_{100} und λ_{111} die magnetostriktiven Konstanten (vgl.Tab.1).

3.1.3. Physik, kein μ^*-Effekt

Oberflächenladungsmuster aus Magnetisierungsdivergenzen beider Vorzeichen bei verschwindender resultierender Gesamtladung rufen kleinperiodische inhomogene Streufelder außerhalb und innerhalb der Probe hervor. Außerhalb werden sie qualitativ in Bittermustern sichtbar gemacht und mit Hilfe der elektronenoptischen Schattenmethode (vgl.§1.1.1.) quantitativ ausgemessen. Im Inneren wirken sie auf die verschiedenen Magnetisierungsrichtungen der angrenzenden Bereiche.

Wenn wir voraussetzen, daß die Magnetisierungsrichtungen durch das Streufeld H_{St} nicht beeinflußt werden, errechnet sich die Energie des Ladungsmusters aus $\int H_{St}^2/(8\pi) dV$.

Eine Wechselwirkung der inhomogenen Streufelder mit der Magnetisierung wird nur dann eintreten, wenn sich die Gesamtenergie dabei erniedrigt. Das Integral der Streufeldenergie kann nur durch Minderung der Oberflächenladungsdichte bei Verschiebungen der Ladungen ins Probeninnere und eventuellem innerem Abschluß der Magnetisierung verringert werden. Dabei müssen jedoch zugleich Anisotropie-, magnetoelastische, magnetostatische und nicht zuletzt Austauschenergie aufgebracht werden.

In der Literatur [60,65-77,28,54] wird diesem Mechanismus - μ^*-Effekt oder μ^*-Korrektur genannt - eine erhebliche Bedeutung zugemessen. Das liegt in der Größe eines Korrekturfaktors A (rd. 0.05 bis 0.03) begründet, mit dem die Streufeldenergie zu "korrigieren" ist. Von den übrigen zusätzlich aufzuwendenden Energien ist keine Rede. Seit [65,60,66] wird zur Herleitung des Faktors A nicht das Minimalproblem der Energie gelöst, sondern ein "eleganterer" [75] Weg eingeschlagen[1]: In die Grenzbedingung für die Normalkomponenten des Streufeldes - deren Differenz nach den Maxwellschen Gleichungen das 4π-Fache der Oberflächenladungsdichte ist - wird im Widerspruch dazu die innere Normalkomponente mit μ^*, der Permeabilität senkrecht zur Oberfläche ($\mu^* \approx 2\pi I^2/|K|$), multipliziert. Nach einigen Umrechnungen ergibt sich ein um den Faktor $A = 2/(1 + \mu^*)$ geändertes magnetisches Potential, für das angeblich Selbstkonsistenz nachgewiesen wird. Schließlich wird ohne Begründung behauptet, die Gesamtenergie reduziere sich um den Faktor A.

Irgendwelche Elementarprozesse der Magnetisierungsumordnung werden nicht diskutiert, ihre Energiebeiträge werden vergessen. Eine eigentliche physikalische Behandlung des Problems findet nicht statt. Es wird einzig von einer falschen Randbedingung ausgehend mit Differential- und Potentialgleichungen operiert.

1) Ein solches Vorgehen mag für technische Anwendungen erlaubt sein, bei denen nur die Größe äußerer Streufelder über Permanentmagneten der Permeabilität μ^* interessiert. Es ist jedoch für Energiebetrachtungen ganz und gar unangebracht (vgl. [78]).

Bisweilen [68,71,72] sieht man das Problem schärfer, scheitert aber wegen unbegründeter Vernachlässigungen und Rechenfehlern beim Problem periodischer Ladungsstreifen.

Bezeichnenderweise geht Kittel 1956 [67] auch nicht mehr auf die von ihm [66] 1949 maßgeblich in die Literatur eingeführte Herleitung ein. In [78-80] findet sich keinerlei Hinweis auf diesen angeblich so bedeutenden Effekt.

Eine physikalisch echte Lösung des Problems ist sicherlich nur nach eingehender mikromagnetischer Behandlung [78-80] bei Berücksichtigung aller Elementarvorgänge mit Hilfe von Integrodifferentialgleichungen und Spezialisierung auf bestimmte Symmetrien zu erhalten (vgl. [81,82]).

Nur im Spezialfall der homogen magnetisierten Scheiben, in denen durch homogene Drehung der Magnetisierung die Energie des homogenen entmagnetisierenden Feldes auf Kosten von Anisotropieenergie zu einer resultierenden Erniedrigung der Gesamtenergie verkleinert werden kann, ist eine Beschreibung der erniedrigten Energie durch Multiplikation der ursprünglichen Streufeldenergie mit einem Faktor $2/\mu^*$ richtig. μ^* ist dann die Permeabilität senkrecht zur Scheibenebene.

Wenn jedoch bei kleinperiodischen Oberflächenladungsmustern das Streufeld nur bis ungefähr Periodentiefe in die Probe reicht und zugleich stark inhomogen ist, so daß sicher alle oben genannten Energien ins Spiel kommen, ist keine wesentliche Erniedrigung der Streufeldenergie allein durch Ladungsverminderung zu erwarten. Die Erniedrigung der Gesamtenergie wird noch erheblich kleiner sein.

Insgesamt erscheint es uns deshalb erlaubt, daß wir Energieerniedrigung kleinperiodischer, äußerer Streufelder durch inhomogene Drehprozesse in einer oberflächennahen Schicht vernachlässigen.

Andererseits werden wir bei unseren Rechnungen im Rahmen der Bereichstheorie Wechselbeziehungen zwischen Abschlußenergiebeiträgen aufdecken, die formal einer "μ^*-Korrektur" ähneln (vgl.§§ 4.1.1.,4.2.2.2.,5.1.1.,5.2.2.).

3.2. Verfeinerungen

Nach den Aussagen der §§1.2.2. und 1.2.3. müssen Streufeldenergien komplizierter Ladungsmuster berechnet werden.

Für alle möglichen geradlinig begrenzten Oberflächenladungsverteilungen soll die Streufeldenergie exakt berechnet werden (vgl.§4.2.5.3.). Wir stützen uns dabei wegen $L,M \gg d$ (vgl.§3.1.1.) auf die einfachen Ansätze in [71] und bemerken, daß nach [83] eine wellenförmige Abänderung der Struktur (Zopfstruktur) nur noch geringfügige Minderung der einfach berechneten Energie erbringt.

Die nahe der Wand KV eingefügten Keile haben zur Folge, daß im Kristallinneren große Gebiete ähnlich wie in einem Plattenkondensator von homogenen Magnetfeldern erfüllt sind. Wir berechnen deren Energie in der Näherung des Plattenkondensators, bei homogener Drehung der im "Kondensatorvolumen" vorhandenen Magnetisierung (vgl.§§4.2.2.). Wir vernachlässigen in dieser Näherung die Energieminderung durch Herausstreuen am Rande des Plattenkondensators, zugleich aber auch den Aufwand an Austauschenergie in diesem im Vergleich zum Kondensatorvolumen kleinen Randgebiet.

Das AS-Modell aus Keilen und inneren Streufeldern wird erstmals von Lifshitz 1944 [63] in die Bereichstheorie eingeführt und für eine fiktive Struktur näherungsweise durchgerechnet (vgl. auch [84]).

Die gesamte Abschlußenergie setzt sich aus Beiträgen zusammen, die in unterschiedlicher Weise von der Periode d abhängen können.

Lifshitz [63], Martin [62] und Kaczér [84] nehmen nur das Glied mit dem "überwiegenden" Energiebeitrag mit. Wir wollen hier erstmals konsequent stets alle Beiträge berücksichtigen.

In Anlehnung an die Beobachtung werden wir nur solche Wände in das Modell einbauen, die keine weitreichenden Spannungen erzeugen (Wände II.Art nach [85]). Außer bei sehr kleinen Feldern erkennt man aus den Wandschnittlinien mit der Hauptfläche nicht, ob tatsächlich Blochwände ver-

wirklicht sind, wie bisher stets angenommen. Wir zeigen, daß Néelwände durchaus energetisch gleichwertig sind, also in das Modell einbezogen werden müssen (vgl.§§A.).

Erstmals ist es uns möglich, in allen Rechnungen (Abschlußenergie, Wandenergie, Magnetisierungskurve) für sämtliche Temperaturen auch K_2 zu berücksichtigen (vgl.§1.1.3.). Die Temperaturabhängigkeit der Austauschenergie A wird nach [86] proportional I^2 angenommen.

T [°C]	$-K_1$ [10^4 erg/cm³]	I [Gauß]	A [10^{-7} erg/cm]	C_2 [10^{12} erg/cm³]	C_3 [10^{12} erg/cm³]	$-\lambda_{100}$ [10^{-6}]	$-\lambda_{111}$ [10^{-6}]	H_i^s [Oe]
-100	30.5	499	9.30	.532	1.280	56.5	27.2	733.5
- 50	15.8	491	9.03	.522	1.262	56.0	25.9	386.2
+ 0	7.6	484	8.77	.510	1.244	55.0	23.5	188.4
+ 20	5.5	479	8.60	.506	1.237	54.5	22.5	137.8
+ 50	3.2	474	8.42	.498	1.226	53.0	20.9	81.0
+100	1.2	456	7.80	.485	1.208	49.0	18.2	31.6

Tab.1 Die temperaturabhängigen Stoffkonstanten für Nickel. Anisotropiekonstante K_1 [31,32] ; Sättigungsmagnetisierung I [87-92]; Austauschenergie A [93] ; elastische Konstanten C_2, C_3 [94] ; Magnetostriktionskonstanten λ_{100}, λ_{111} [95] ; Sättigungsfeldstärke H_i^s des ⟨110⟩-Kristalls (vgl.1.1.3..3).

Die Festkörpereigenschaften des Kristalls werden ideal vorausgesetzt. Die Dichte der Kristallbaufehler sei so gering, daß keine weitreichenden Spannungen die Magnetisierung beeinflussen. Beim Idealisieren (vgl.§1.1.2.) sollen die Wände alle derartigen Hindernisse überwinden können.

3.3. Qualitative Forderungen

Der Verlauf der $d(H_i)$-Kurve muß von dem Modell für alle Feldwerte, Temperaturen und Kristallbreiten richtig wiedergegeben werden (vgl.Fig.12). Insbesondere muß der steile Abfall bei kleinen effektiven Feldern herauskommen. Schwierig und vermutlich unlösbar ist die Aufgabe, aus dem Modell heraus Stufen in der $d(H_i)$-Kurve zu berechnen. In die Rechnung werden nur Funktionen eingegeben, die

glatt verlaufen und nahezu ohne Wendepunkt sind, weil bezüglich aller geometrischen Parameter das Energieminimum aufgesucht wird und deshalb keine sprunghaften Änderungen der Energiebeiträge vorkommen. Im Endergebnis sind also kaum zahlreiche scharfe Wendepunkte (Stufen!) zu erwarten (vgl.§5.2.1.).

Es muß verständlich sein, warum am Winkel KV stets Streufelder am Abschluß beteiligt sind.

3.4. Quantitative Forderungen

Die pauschale Magnetisierungskurve des ⟨110⟩-Nickelkristalls wird als nahezu ideal angesehen [31,32]. Die AS darf demnach die mittlere Magnetisierung zur unwesentlich verringern (vgl.§5.3.).

Abgesehen von den Stufen sollte das Modell die $d(H_i)$-Kurve der Gleichgewichtsstruktur eines schlanken Einkristalls quantitativ angeben. Abweichungen in der Größenordnung der Unterschiede zwischen den beiden Idealisierungsarten (vgl.§1.1.2.) sind dabei zuzulassen (vgl.§5.3.2.).

Nach [19,30] ist bei Raumtemperatur zwischen 30 Oe und 90 Oe für $0.35\ \text{cm} \leq L \leq 0.81\ \text{cm}$ die Proportion $d \sim \sqrt{L}$ gut erfüllt. Diese für alle einfachen Modelle gültige Beziehung (vgl.§2.1.) zwischen d und der Kristallbreite L muß von dem sehr vielfältigen neuen Modell zumindest im Bereich hoher Felder erfüllt werden (vgl.§§1.1.3.,5.3.1.).

Das experimentell gesicherte Absinken der Periode bei kleinen Feldern mit steigender Temperatur (vgl.§1.1.3.) verlangt nach neuartigen ASen am Winkel KK (vgl.§§2.2.1, 5.3.3.).

Als eine der schärfsten Forderungen wird sich im Laufe der Entwicklung des BS-Modells erweisen, den Anteil der Keilstruktur am Winkel KV am gesamten Abschluß und die Anzahl der Keile innerhalb dieser Keilstruktur richtig zu beschreiben (vgl.§§1.2.3.,5.2.2.,5.3.4.).

4. Modell einer kombinierten AS

Nach §1.1. gehen wir davon aus, daß die Grundstruktur des ⟨110⟩-Nickelkristalls aus einer einfachen Plattenstruktur besteht, deren Periode d je zwei Grundbereiche der Dicke d/2 enthält.

Die in §1.2.1. beschriebene AS am Winkel KK habe die Ausdehnung d_1, die in §1.2.2. beschriebene am Winkel KV habe die Ausdehnung d_2 (vgl.Fig.1). Es gilt:

$$d = d_1 + d_2. \tag{1}$$

Der Anteil x, den die KV-AS am gesamten Abschluß hat, definieren wir nach (1) durch:

$$x = d_2/d = d_2/(d_1 + d_2) \leqslant 1 . \tag{2}$$

Nach den Symmetrieforderungen des §3.1.1. setzt sich die Abschlußenergie f aus der Energie f_1 der KK-AS und der Energie f_2 der KV-AS zusammen, die beide proportional zur Höhe M des - stets rechteckig angenommenen - Kristalls und i.a. beide Funktionen von d_1 und d_2 sind:

$$f = f_1 + f_2 . \tag{3}$$

In einer Gleichgewichts-BS stellen sich die Längen d_1 und d_2 so ein, daß die Energiedichte F der gesamten BS minimal wird. Dafür ist eine notwendige Bedingung:

$$\frac{dF}{dd_1} = \frac{dF}{dd_2} = 0 . \tag{4}$$

Es gilt: $F = 2\,(f + ML\gamma_1)/(MLd)$. (5)

worin γ_1 die Energiedichte der Wände zwischen den Grundbereichen (vgl.§A.2.) bedeutet. Diese Wände haben nach (3.1.1..2) in guter Näherung die Fläche ML. Der Faktor 2 in (5) berücksichtigt, daß in jeder Periode d zwei Grundbereichswände enthalten sind und der Abschluß auf zwei Seiten zu geschehen hat.

Mit (4) folgen aus (5) unter Berücksichtigung von (1) bis (3) die Bestimmungsgleichung für die optimalen Größen d_1 und d_2:

$$\frac{df}{dd_1} = \frac{df}{dd_2} \quad ; \tag{6}$$

$$ML\gamma_1 = \left(d_1 \frac{d}{dd_1} + d_2 \frac{d}{dd_2} - 1\right) f . \tag{7}$$

In den Gleichungen (6) und (7) ist bemerkenswert, daß die Kristallbreite L nur an einer Stelle vorkommt und die Kristallhöhe M ganz herausfällt, da f proportional M ist. Mit (7) berechnet sich dann die minimale Energiedichte F_o der BS aus (5) zu:

$$F_o = \frac{2}{MLd}\left(d_1\frac{d}{dd_1} + d_2\frac{d}{dd_2}\right)f \quad . \tag{8}$$

Für die späteren numerischen Rechnungen (vgl.§§4.3.) ist es günstiger, die Teilenergien f_1 und f_2 in Abhängigkeit von d_1 und x bzw. d_2 und x zu formulieren.

Mit (4) folgen dann leicht geänderte Bestimmungsgleichungen für die optimalen Größen d_1 und d_2:

$$\left(\frac{\partial}{\partial d_1} - \frac{1}{d}\frac{\partial}{\partial x}\right)f_1 = \left(\frac{\partial}{\partial d_2} + \frac{1}{d}\frac{\partial}{\partial x}\right)f_2 \; ; \tag{6a}$$

$$MLF_1 = \left(d_1\frac{\partial}{\partial d_1} - 1\right)f_1 + \left(d_2\frac{\partial}{\partial d_2} - 1\right)f_2 . \tag{7a}$$

Mit (7a) berechnet sich die minimale Energiedichte F_o der BS nach (5) zu:

$$F_o = \frac{2}{MLd}\left(d_1\frac{\partial}{\partial d_1}f_1 + d_2\frac{\partial}{\partial d_2}f_2\right) . \tag{8a}$$

Offensichtlich sind die Lösungsgleichungen (6a) und (7a) zusammen mit (8a) handlicher, da sie in f_1 und f_2 separiert sind.

4.1. AS am Winkel KK

Zuerst werden nun Modelle der KK-AS entwickelt (vgl.§1.2.1.), deren Energie f_1 sich als Funktion der Ausdehnung d_1 der KK-AS allein ergeben wird.

4.1.1. S-Struktur

Spreen [21] erweitert das Modell der S-Struktur [62,17] (vgl.§2.2.1.) durch Einbau von gegenmagnetisierten Keilen, die die Energie der äußeren Streufelder unter Aufwand von Energie für Keilwände und innere Streufelder verringern sollen (vgl.§2.2.1.,Fig.4b). Das Ergebnis (weniger als ein Keil pro Unterbereich) der Rechnung für den Spezialfall $H_i = 0$ stimmt mit dem Ansatz beliebig vieler Keile nicht überein.

Aus den ersten Beobachtungen [5] auf einer (110)-Oberfläche, in der die ⟨111⟩-Richtungen leichte Richtungen sind, läßt sich jedoch eine Variante der S-Struktur konstruieren, die kaum Wand- und keine innere Streufeldenergie benötigt, dabei aber die äußere Streufeldenergie ebenfalls stark vermindert (vgl.Fig.4c).

Hier soll jedoch zur Erlangung überschaubarer Ergebnisse die einfache S-Struktur berechnet werden (vgl.Fig.4a).

Die S-Struktur der Länge d_1 hat das Volumen V_s:

$$V_s = \tan\vartheta \cdot M d_1^2/4. \qquad (1)$$

Die Unterperiode a sei im Vergleich zu d_1 sehr klein:

$$a \ll d_1 \qquad (2)$$

Mit (2) hat in guter Näherung die Hälfte des Volumens V_s eine magnetostatische Überschußenergie der Dichte $2IH_i \cos\vartheta$ gegenüber den Grundbereichen. Da keinerlei Magnetostriktion auftritt, ist der d_1^2 proportionale Beitrag zur Energie f_1 der S-Struktur:

$$2IH_i \cdot \cos\vartheta \cdot V_s/2 = \sin\vartheta \cdot IH_i \cdot M d_1^2/4. \qquad (3)$$

Nach [27,61] ist bei gleicher Breite der Ladungsstreifen auf der (001)-Seitenfläche die Energie der äußeren Streufelder je Flächeneinheit: $0.8525 \sin^2\vartheta \cdot I^2 a/2$.
Die S-Struktur hat die Oberfläche Md_1. Die äußeren Streufelder tragen demnach zu f_1 bei:

$$0.8525 \sin^2\vartheta \cdot I^2 M d_1 a/2 \; . \qquad (4)$$

Wegen (2) ist die Gesamtfläche aller 180°-Wände in der S-Struktur: $Md_1^2/(2a\cos\vartheta)$. Mit der Energie $\gamma_3(\vartheta)$ dieser 180°-Wände (vgl.§A.3.2.) ist der Beitrag der Wandenergie zu f_1:

$$\gamma_3 M d_1^2/(2a\cos\vartheta) \; . \qquad (5)$$

Aus (3),(4) und (5) folgt nun die Abschlußenergie $f_1(d_1,a)$ der S-Struktur:

$$f_1(d_1,a) = M\left\{\sin\vartheta \cdot IH_i \, d_1^2/4 + 0.8525 \sin^2\vartheta \cdot I^2 d_1 a/2 + \gamma_3 d_1^2/(2a\cos\vartheta)\right\} . \qquad (6)$$

f_1 kann nun noch bezüglich der Unterperiode a minimal gemacht werden. Mit $\frac{df_1}{da} = 0$; folgt aus (6) die optimale Unterperiode a_0:

$$a_0 = \left(\gamma_3 d_1/(0.8525 \sin^2\vartheta \cdot \cos\vartheta \cdot I^2)\right)^{1/2} . \qquad (7)$$

Mit (7) ergibt sich aus (6) die nur noch von d_1 abhängige minimale Abschlußenergie $f_1(d_1)$:

$$f_1(d_1) = M\left\{\sin\vartheta \cdot IH_i\, d_1^2/4 + (0.8325\sin^2\vartheta \cdot \Gamma^2 \rho_2/\cos\vartheta)^{1/2}\, d_1^{3/2}\right\}; \qquad (8)$$

worin IH_1 noch nach (1.1.3..1) einzusetzen ist.

4.1.2. T-Struktur

Martin [62] schlägt nach BS-Beobachtungen an Eisen eine "Echelon"-Struktur als AS vor. Die klarsten Beobachtungen - allerdings auf dünnen einkristallinen Nickelschichten - finden sich in [96-100]. Dort ist diese "Echelon"-Struktur zu einer vollständigen AS am Winkel KK ausgebaut (T-Struktur). Sie zeigt auch dieselbe Variation innerhalb der Unterperiode, wie sie auf den Seitenflächen des ⟨110⟩-Nickelkristalls beobachtet wird (vgl.§1.2.1., [21]). Leichte Unsymmetrien und Unregelmäßigkeiten sind ebenfalls zu beobachten (vgl.Fig.5a).

Zur Vereinfachung nehmen wir an, daß die Unterperiode a überall konstant ist (vgl.Fig.5b), und fordern wie in (4.1.1..2):

$$a \ll d_1. \qquad (1)$$

Das Volumen V_T der T-Struktur ist dann nur halb so groß wie bei der S-Struktur:

$$V_T = \tan\vartheta \cdot M d_1^2/8 . \qquad (2)$$

Das gesamte Volumen V_T hat jedoch die magnetostatische Überschußenergiedichte $2IH_i \cos\vartheta$. Außerdem steht jeder zweite Unterbereich unter magnetostriktiven Spannungen; denn er ist wie der benachbarte Grundbereich verzerrt. Nach (3.1.2..1) bedeutet das im halben Volumen V_T eine Überschußenergiedichte von $18C_3\lambda_{111}^2 \sin^2\vartheta \cdot \cos^2\vartheta$. Der zu d_1^2 proportionale Anteil in der Abschlußenergie f_1 lautet demnach:

$$M\sin\vartheta\left(2H_i + 4.5\, C_3 \lambda_{111}^2 \sin^2\vartheta \cdot \cos\vartheta\right) d_1^2/4 . \qquad (3)$$

Der Beitrag des äußeren Abschlusses wird angesetzt zu (vgl. 4.1.1..4):

$$A(\vartheta) \cdot 0.8525 \sin^2\vartheta_M I^2 M d_1 a/2 \ . \qquad (4)$$

worin $0 \leq A \leq 1$ ist, je nachdem welche AS den Fluß zwischen den Unterbereichen umlenkt (s.u.).

Die Gesamtfläche der (110)-Wände - mit der Energiedichte $\gamma_1(\vartheta)$ nach §A.2. - innerhalb einer T-Struktur ist mit (1):

$$\tan\vartheta \cdot M d_1^2/(4a) \ . \qquad (5)$$

Zusätzlich müssen hier die (001)- und die 180°-Wände - mit den Energiedichten γ_2 aus §A.3.1. bzw. γ_3 aus §A.3.2. - berücksichtigt werden, die die T-Struktur von den Grundbereichen trennen. Sie haben die Fläche (1):

$$M d_1/2 \quad \text{bzw.} \quad M d_1/(2\cos\vartheta) \qquad (6)$$

Für die Abschlußenergie $f_1(d_1,a)$ der T-Struktur folgt aus (3), (4), (5) und (6):

$$f_1(d_1,a) = M\{\vartheta(H_i + 4.5\, C_3 \lambda_{111}^2 \sin^2\vartheta\cdot\cos\vartheta)\, d_1^2/4 + A(\vartheta)\cdot 0.8525 \sin^2\vartheta\cdot I^2 d_1 a/2 + \tan\vartheta\cdot\gamma_1 d_1^2/(4a) + A_1(\gamma_2 + \gamma_3/\cos\vartheta) d_1/2\} \ ; \qquad (7)$$

worin $1 \leq A_1 \leq 2$ ist, je nachdem welche AS den Fluß zwischen den Unterbereichen umlenkt (s.u.).

Wie in §4.1.1. wird f_1 sogleich bezüglich a minimalisiert. Die optimale Unterperiode a_o lautet hier:

$$a_o = \left(\gamma_1 d_1 / \left(A(\vartheta)\cdot 1.705 \sin\vartheta\cdot\cos\vartheta\cdot I^2\right)\right)^{1/2} . \qquad (8)$$

Die nur noch von d_1 abhängige Abschlußenergie f_1 ist schließlich:

$$f_1(d_1) = M\{\vartheta(H_i + 4.5\, C_3 \lambda_{111}^2 \sin^2\vartheta\cdot\cos\vartheta)\, d_1^2/4 + \left(A(\vartheta)\cdot 0.8525 \sin^2\vartheta\cdot\tan\vartheta\cdot I^4 \gamma_1 \gamma_2^2\right)^{1/2} d_1^{1/2} + A_1(\gamma_2 + \gamma_3/\cos\vartheta) d_1/2\} \ . \qquad (10)$$

Wenn wie in §4.1.1. der äußere Abschluß zwischen den Unterbereichen der T-Struktur durch Streufelder allein geschieht, gilt in (10):

$$(11.1) \qquad A(\vartheta) \equiv 1; \quad A_1 = 1 \ . \qquad (12.1)$$

Der gleiche Abschluß läßt sich jedoch durch sehr kleine Dreieckbereiche - magnetisiert in +⟨110⟩-Richtung - am Winkel KK der Unterbereiche streufeldfrei ausführen (vgl. R-Struktur [19], §2.1.3., Fig.5b und Beobachtungen

von de Blois [96-100], die außer der T-Struktur an der Oberfläche auch Dreieckabschlußbereiche erkennen lassen. Diese Bereiche werden von Wänden begrenzt, die senkrecht auf der ($\bar{1}10$)-Magnetisierungsebene stehen und mit der ⟨110⟩-Stabachse den Winkel $\vartheta/2$ einschließen. Ihre Energiedichte γ_4 nimmt eine Mittelstellung zwischen γ_2 der (001)-Wand und γ_3 der 180°-Wand ein. Deshalb wird der Einfachheit halber gesetzt:

$$\gamma_4 = (\gamma_2 + \gamma_3/\cos\vartheta)/2;$$

weswegen in (7) und (10) zu setzen ist:

$$A_1 = 2 \; . \qquad (11.2)$$

Jeder einzelne Dreieckbereich hat das Volumen $\tan(\vartheta/2)\cdot Ma^2/4$; bei d_1/a Unterperioden in einer T-Struktur ergibt sich das Gesamtvolumen V_a der Dreieckbereiche zu:

$$V_a = \tan(\vartheta/2)\cdot Md_1a/4 \; .$$

V_a ist von der gleichen Größenordnung wie das Volumen, das bei der Herleitung von V_T in (2) wegen (1) vernachlässigt wird. Deshalb wird hier nicht berücksichtigt, daß V_a in der Überschußenergie in (3) nun zuviel enthalten ist.

Die Überschußenergiedichte f_a wird mit dem gleichen Argument nicht auf die Unterbereiche der T-Struktur, sondern auf die Bereiche der Grundstruktur bezogen. f_a setzt sich aus Anisotropie-, Magnetostriktions- und magnetostatischer Energie zusammen:

$$f_a = \left(-K_1(-1+4\cos^2\vartheta-3\cos^4\vartheta) - K_2\cos^2\vartheta\,(1-\cos\vartheta)\right)/4$$
$$+\sin^2\vartheta\,(27(c_2\lambda_{100}^2 - c_3\lambda_{111}^2)\sin^2\vartheta + 36\,c_3\lambda_{111}^2)/8 \; - IH_i\,(1-\cos\vartheta) \; ;$$

worin IH_i nach (1.1.3..1) einzusetzen ist.

Durch Vergleiche mit (4) folgt für Dreieckabschlußbereiche allein:

$$A(\vartheta) = f_a\cdot\tan(\vartheta/2)\Big/(1.705\,\sin^2\vartheta\cdot I^2). \qquad (12.2)$$

Als dritte Möglichkeit bietet sich an, den Streufeld- und Dreieckbereichs-Abschluß zu kombinieren. Sei y der Anteil der Unterperiode a, der über Streufelder am Winkel KV,

sei (1-y) der Anteil, der über Bereiche am Winkel KK der Unterperiode abgeschlossen wird.
Wenn $y \ll 1$ vorausgesetzt wird, gilt dann nach Tab.2 in (4) und (10) bzw. (7) und (10):

$$A_1 = 2; \tag{11.3}$$

$$A(\vartheta,y) = (1-y)^2 f_a \cdot \tan(\vartheta/2) \Big/ (1.705 \sin^2\vartheta \cdot I^2) + y^2 1.62;$$

und nach Minimalisierung bezüglich y;

$$A(\vartheta) = 1 \Big/ (1.705 \sin^2\vartheta \cdot I^2 \Big/ (f_a \cdot \tan(\vartheta/2)) + 0.617) . \tag{12.3}$$

Nach Einsetzen der Stoffkonstanten und Winkelfunktionen folgt, daß tatsächlich stets gilt: $y \ll 1$.

Der Faktor $A(\vartheta)$ - in der Formulierung von (12.3) - entspricht übrigens in gewissem Sinne dem Korrektionsfaktor der "μ*-Korrektur (vgl.§3.1.3.). Hier allerdings wird er im Rahmen der Bereichstheorie exakt, ohne Vernachlässigungen und aus einem Minimalproblem hergeleitet (vgl. dazu auch [86]).

Daß im Gebiet der KK-AS bei Bittermustern kaum eine Kolloidbedeckung beobachtet wird, spricht gegen einen äußeren Abschluß durch Streufelder und für Dreieckbereiche oder kombinierten äußeren Abschluß mit $y \ll 1$.

In Fig.6a ist der Verlauf von $A(\vartheta)$ nach (12.2) und (12.3) dargestellt. Demnach reduziert sich die Energie des äußeren Abschlusses durch Dreieckbereiche gegenüber der bei Streufeldabschluß wesentlich.

In Fig.6b zeigt sich, daß gleichzeitig die Energie der gesamten BS bedeutend weniger erniedrigt wird (vgl.§5.1.2.1.).

Die Beziehungen (4.1.1..8 und 4.1.2..10) lassen sich zusammenfassend darstellen in:

$$f_s(d_i) = M \left\{ c_{11} d_i^2 + c_{12} d_i^{3/2} + c_{13} d_i \right\}; \tag{13}$$

worin jeweils gilt:

$$c_{11} = \begin{cases} \sin\vartheta \cdot IH_i/4; & (14.S) \\ \sin\vartheta \cdot (IH_i + 4.5\, C_3 \lambda_{111}^2 \sin^2\vartheta \cdot \cos\vartheta)/4; & (14.T) \end{cases}$$

$$c_{12} = \begin{cases} (0.8525 \sin^2\vartheta \cdot I^2 \gamma_s / \cos\vartheta)^{1/2}; & (15.S) \\ (A(\vartheta) \cdot 0.8525 \cdot \sin^2\vartheta \cdot \tan\vartheta \cdot I^2 \gamma_s /2)^{1/2}; & (15.T) \end{cases}$$

$$c_{13} = \begin{cases} 0; & (16.S) \\ A_1(\gamma_2 + \gamma_3/\cos\vartheta)/2; & (16.T) \end{cases}$$

worin A_1 und A_1 aus (12) bzw. (11) einzusetzen sind.

In (13) ist somit der Beitrag der KK-AS zur Abschlußenergie als Funktion ihrer Ausdehnung d_1 gegeben. Die c_{ik} sind über den Magnetisierungswinkel ϑ vom Feld H_i und über die Stoffkonstanten von der Temperatur abhängig.

4.2. AS am Winkel KV

Die in den §§4.1.1. und 4.1.2. berechneten ASen am Winkel KK sind in ihrer Abschlußenergie f_1 unabhängig von der Periode d und allein abhängig von der Ausdehnung d_1 der KK-AS. Das ist in den vereinfachenden Annahmen über die Magnetostriktion (vgl.§3.1.2.) und darin begründet, daß sich die kleinperiodische, äußere AS unabhängig von der Nachbarperiode einstellt.

Bei der AS am Winkel KV ist dagegen von vornherein zu erwarten, daß deren Energie f_2 nicht nur von der Ausdehnung d_2 der KV-AS selbst, sondern auch vom Abstand d_1 zwischen zwei solchen abhängt. Denn einerseits gehen im Inneren des Kristalls weitreichende Streufelder von den geladenen Keilwänden aus; andererseits ist das Ladungsstreifenmuster auf der Seitenfläche nicht so kleinperiodisch, daß dort - insbesondere für $x \to 1$ - jegliche Wechselwirkung zu den benachbarten Bereichen auszuschließen ist.

4.2.1. Keile am Winkel KV

Anders als in [21] (vgl.§2.2.2.,Fig.3) sollen hier die Keile nicht gleichmäßig verteilt und nicht gleich lang sein (vgl.Fig.7a). Ihre Anzahl N in den Grundbereichen ist nach den Beobachtungen klein und geht als Parameter in die Rechnung ein. Erst im Endergebnis wird aus der Energiedichte F_0 der BS der energetisch günstigste Wert bestimmt. Der Anteil x der Keilstruktur an der gesamten AS bleibt in der Rechnung frei variabel und wird aus der Minimalisierung der Energiedichte F_0 der BS bestimmt.

Über die Gestalt der Keile (Index K) nehmen wir an (vgl.Fig.7a):
Die Länge h_K senkrecht zur (001)-Seitenfläche sei sehr viel größer als die Breite b_K an der Oberfläche:

$$h_K \gg b_K. \qquad (1)$$

Der Querschnitt der Keile sei ein gleichschenkliges Dreieck.
Die Keile werden - wie beobachtet - symmetrisch zur Wand KV im Abstand $Z_K d_2/2$ von dieser Wand angeordnet, damit in jeder Periode die Summen der inneren und äußeren Ladungen einzeln verschwinden (vgl.Fig.7b).

Jeder Keil hat nach (3.1.2..1) die magnetostriktive Energiedichte $18C_3\lambda_{111}^2 \sin^2\vartheta \cdot \cos^2\vartheta$; sein Volumen ist jeweils $M \cdot b_K h_K/2$. Demnach lautet der Beitrag der magnetostriktiven Energie zur Energie einer Keilstruktur:

$$f_{mel} = 18\, C_3 \lambda_{111}^2 \sin^2\vartheta \cdot \cos^2\vartheta \cdot M \sum_{\mu=1}^{N} b_\mu h_\mu . \qquad (2)$$

Wegen (1) ist die Wandfläche eines Keils in guter Näherung $2Mh_K$. Als Wandenergiedichte nehmen wir die Energie γ_1 der wegen (1) nahezu parallelen Grundbereichswände (vgl.§4.2.) an. Die Wände der Keile tragen also bei:

$$f_w = 4\,\gamma_1 M \sum_{\mu=1}^{N} h_\mu . \qquad (3)$$

Anisotropieenergie und magnetostatische Energie treten in der Keilstruktur nicht auf, da die Keile wie die Grundbereiche in der Gleichgewichtslage $\pm\vartheta$ magnetisiert sind.

4.2.2. Innere Streufelder

Die Magnetisierung der Grundbereiche ruft auf den (001)-Seitenflächen eine Flächenladungsdichte $I \sin\vartheta$ hervor. Ein Keil polt auf der Seitenfläche diese Ladung um. Er verteilt somit die Ladung $2 \cdot I \sin\vartheta \cdot M b_K$ auf seine innere Oberfläche $2Mh_K$. Die Wände tragen demnach die Ladungsdichte $I \sin\vartheta \cdot b_K/h_K$, die konstant ist, weil ebene Keilwände vorausgesetzt werden.

Lifshitz [63] läßt auch gekrümmte Wände zu, benutzt aber Näherungen, die mindestens ebenso weitreichend sind wie unsere nun folgenden. Takata [64] übersieht völlig, daß

solche Keile Ladungen tragen, mit denen Streufeldenergie verbunden ist.

Alle Keile eines Grundbereichs haben Ladungen eines Vorzeichens. Die des in Magnetisierungsrichtung vor der Wand KV liegenden Bereichs sind positiv, die des Bereichs nach der Wand KV sind negativ aufgeladen.

4.2.2.1. Periodischer Plattenkondensator

Wegen (4.2.1..1) werden die Ladungen der beiden ebenen, aber schrägen Keilwände ohne großen Fehler in der Energie - maximal 10% dieser Teilenergie - auf einer (110)-Ebene am Ort der Keilmitte konzentriert gedacht. Die Ladungsdichte σ_K ist dann:

$$\sigma_K = 2 \cdot I \cdot \sin\gamma \cdot b_K / h_K \,. \qquad (1)$$

Der Fehler in der Energie ist nicht groß, weil die Verschiebung um $b_K/4$ im Mittel klein ist gegen die Abstände $Z_K d_2$ bzw. $(d - Z_K d_2)$ zu den Ladungen des anderen Vorzeichens im Nachbarbereich (vgl.Fig.7b).

Wenn über (4.2.1..1) hinaus gefordert wird:

$$h_K \gg d_2/2 \,, \qquad (2)$$

kann die Energie der mit den Ladungen auf Keilwänden verbundenen inneren Streufelder wie im Fall des unendlich ausgedehnten, periodischen Plattenkondensators behandelt werden. Dabei vernachlässigen wir Streueffekte am Rand, die die tatsächliche Energie noch verringern (vgl.§3.2.).

Für $x < 1$ ist es energetisch günstig, wenn der Einfachheit halber gefordert wird:

$$h_K \leq h_{K+1} \,, \qquad (3)$$

wobei von der Wand KV aus gezählt wird. Denn mit wachsendem Index K nimmt das die Wand KV einschließende Kondensatorvolumen zu. Wenn dementsprechend die Energiedichte abnehmen soll, muß die Ladungsdichte σ_K (vgl.1) abnehmen, was durch (3) und:

$$b_K \geq b_{K+1} \qquad (4)$$

erreicht wird.

Von der Platte K geht das Streufeld $4\pi\sigma_K$ aus. Davon streut der Anteil $(1-xZ_K)$ über die Wand KV und der Anteil xZ_K über die Wand KK hinweg (vgl.Fig.7b).

Wenn wir noch die relative Keilbreite y_K durch:

$$y_K = b_K/(d_2/2) \qquad (5)$$

definieren, beschreiben Z_K und y_K die relative Anordnung und Ausdehnung der Keile innerhalb der Länge d_2 der KV-AS.

Durch Summation über alle Gebiete unterschiedlicher Energiedichten $H^2/(8\pi)$ ergibt sich in der Näherung des periodischen Plattenkondensators mit (4.2.,1 und 5) der Energiebeitrag f_i der inneren Streufelder zur Abschlußenergie f_2 einer KV-AS:

$$f_i = 2\pi I^2 \sin^2\vartheta \cdot M d_2^3 \sum \left\{ y_K(1-xZ_K)\left(2\sum_{i=1}^{K} y_i Z_i - y_K Z_K\right)/h_K \right\} . \qquad (6)$$

4.2.2.2. Drehprozesse

Die Magnetisierungsrichtungen des vom Streufeld erfüllten Gebietes liegen für die Rechnung des §4.2.2.1.starr in den durch (1.1.3..1) vorgegebenen Gleichgewichtslagen. Unter Aufwand von Kristallenergie allein kann sich jedoch - anders als bei kleinperiodischen äußeren Streufeldern (vgl. §3.1.3.) - die Energie der inneren Streufelder wesentlich verringern.

Denn die homogenen Kondensatorfelder lenken die Magnetisierungsrichtungen aus ihren Gleichgewichtslagen unter Aufwand von Kristallenergie - und magnetostatischer Energie im Feld H_1 - so weit aus, bis die durch Verkleinerung der Ladungsdichten σ_K auf den Keilwänden verursachte Erniedrigung der Streufeldenergiedichte mit diesem Aufwand im Gleichgewicht steht. Austauschenergie wird nicht benötigt, da - abgesehen von den Randgebieten des Kondensators - homogene Verhältnisse vorliegen.

Wir berechnen den Faktor $B(\vartheta)$, um den f_i aus (4.2.2.1..6) wegen der Drehprozesse zu korrigieren ist, unter vereinfachenden Annahmen für ein übersichtliches Beispiel. Durch umfangreiche Rechnungen läßt sich zeigen, daß der

gleiche Faktor $B(\vartheta)$ auch für den allgemeinen periodischen Plattenkondensator nach §4.2.2.1. gilt, wenn wie hier vereinfachend (4.2.2.1..2) vorausgesetzt wird. Ähnliche, aber einfachere Rechnungen finden sich in [63] für den Fall hoher Symmetrie im einachsigen Material ohne effektives Feld H_i und ohne Variation der Keilstruktur (vgl.§§4.2.4.).

Wir setzen voraus, daß die Winkelauslenkungen γ aus der Gleichgewichtslage ϑ sehr klein sind:

$$\gamma \ll 1 \,. \tag{1}$$

Mit (1) berechnet sich die Energiedichte $k(\vartheta)\cdot\gamma^2$, die zum Auslenken um γ aus der Gleichgewichtslage nötig ist, zu:

$$k(\vartheta)\cdot\gamma^2 = -K_1 \sin^2\vartheta \cdot \left(\cos^2\vartheta \cdot (3.5 + 1.5\cos 2\vartheta) - 1\right)\cdot\gamma^2 \,. \tag{2}$$

Zur Herleitung von (2) werden die Anisotropieenergie (vgl. A.2.1..2) und die magnetostatische Energiedichte (vgl. 1.1.3..1) nach γ bis zum quadratischen Glied entwickelt ($k_2 = K_2/K_1 = 0.4$).

Wir beschränken uns auf das Beispiel, in dem ein Plattenpaar mit der ursprünglichen Ladungsdichte $I=\sin\vartheta=2b/h$ in der relativen Entfernung $xZ/2$ von der Wand KV steht. Sei der durch die Drehprozesse bestimmte neue Winkel an der Wand KV: ϑ' ; an der Wand KK: ϑ'' . Dann gilt (vgl.Fig.7a):

$$\vartheta' = \vartheta - \gamma' \;;\quad \vartheta'' = \vartheta - \gamma'' \;;\qquad \gamma', \gamma'' \ll 1 \,. \tag{3}$$

Wegen (4.2.2.1..2) ist dann die geänderte Ladungsdichte auf der Kondensatorplatte:

$$\sigma = I\cdot(2b\sin\vartheta/h + \cos\vartheta'' - \cos\vartheta') \,. \tag{4}$$

Mit (3) folgt aus (4):

$$\sigma = I\cdot\sin\vartheta\cdot(2b/h + \gamma'' - \gamma') \,. \tag{5}$$

Die über das Kondensatorvolumen gemittelte Energiedichte $f(\gamma'',\gamma')$ lautet mit (2) und (5):

$$f(\gamma'',\gamma') = xZ(1-xZ)2\pi\sigma^2 + (xZ\,\gamma'^2 + (1-xZ)\,\gamma''^2)\,k(\vartheta) \,. \tag{6}$$

Wird f aus (6) bezüglich γ'' und γ' zum Minimum gemacht, so bestimmen γ''_0 und γ'_0 neue Gleichgewichtslagen:

$$\begin{aligned} \gamma''_0 &= -xZ(2b/h)/\left(1 + k(\vartheta)/(2\pi I^2\sin^2\vartheta)\right); \\ \gamma'_0 &= (1-xZ)(2b/h)/\left(1 + k(\vartheta)/(2\pi I^2\sin^2\vartheta)\right). \end{aligned} \tag{7}$$

Aus (7) folgt wegen k(ϑ)>0 und (4.2.1..1), daß (3) stets erfüllt ist.

Mit (7) folgt aus (6) die mit Hilfe der Drehprozesse minimalisierte Streufeldenergiedichte f_o:

$$f_o = xz(1-xz)\lambda\pi I^2 \sin^2\vartheta\,(2b/h)^2 \,/\,(1+\lambda\pi I^2\sin^2\vartheta/k(\vartheta)). \qquad (8)$$

Der Vergleich von (8) mit f(0,0) aus (6) ergibt den gesuchten Korrektionsfaktor B(ϑ):

$$B(\vartheta) = 1/(1+\lambda\pi I^2\sin^2\vartheta/k(\vartheta)). \qquad (9)$$

In Fig.8a ist der Verlauf von B(ϑ) dargestellt. Die Berücksichtigung der Drehprozesse erniedrigt also die innere Streufeldenergie wesentlich. Fig.8b zeigt an einem Beispiel, daß sich zugleich auch die Energie F der BS spürbar verringern kann.

Mit (9) wird nun die Energie der inneren Streufelder (vgl.4.2.2.1..6) korrigiert. Denn B(ϑ) gilt unabhängig von dem speziellen Plattenkondensatormodell für alle periodischen Plattenkondensatoren für den Fall des ⟨110⟩-Nickelkristalls:

$$f_i = \lambda\pi I^2\sin^2\vartheta\cdot B(\vartheta)\cdot M d_2^3 \sum_{K=1}^{N}\left\{y_K(1-xz_K)\left(\lambda\sum_{i=1}^{K} y_i z_i - y_K z_K\right)/h_K\right\}. \qquad (10)$$

4.2.3. Variation der Keillängen

Nachdem nun in (4.2.1..2), (4.2.1..3) und (4.2.2.2..10) die Beiträge, die den Aufwand der KV-AS im Inneren beschreiben, bekannt sind, kann deren Summe f_{2i} bezüglich der einzelnen Keillängen h_K zum Minimum gemacht werden.

$$f_{2i} = f_{mel} + f_w + f_i \,.$$

Mit:
$$c^K_{mel} = 9C_3\lambda^2_{111}\sin^2\vartheta_K\cos^2\vartheta_K y_K; \qquad (1)$$

$$c_w = 4\gamma_1 \;; \qquad (2)$$

$$c^K_i = 2\pi I^2\sin^2\vartheta_K\, B(\vartheta)_K\, y_K(1-xz_K)\left(\lambda\sum_{i=1}^{K} y_i z_i - y_K z_K\right) \;; \qquad (3)$$

folgt:
$$f_{2i} = M\sum_{K=1}^{N}\left((d_2 c^K_{mel} + c_w)h_K + d_2^3 c^K_i/h_K\right). \qquad (4)$$

Aus $\frac{df_{2i}}{dh_K} = 0$ ergeben sich nach (4) die optimalen Keillängen h_{Ko} zu:
$$h_{Ko} = (c^K_i d_2^3/(d_2 c^K_{mel} + c_w))^{1/2}. \qquad (5)$$

Mit (5) lautet die bezüglich der Keillängen minimale Energie f_{2i}:
$$f_{2i} = 2Md_2^{3/2}\sum_{K=1}^{N}(c^K_i(d_2 c^K_{mel} + c_w))^{1/2}. \qquad (6)$$

4.2.4. Variation der Keilstruktur

In Anlehnung an die beobachteten Streifenmuster auf den Seitenflächen berechnen wir nun für mehrere unterschiedliche Anordnungen Z_k und Breiten y_k der Keile jeweils die innere Teilenergie f_{2i} (vgl.4.2.3..6) und die äußere Teilenergie f_{2a} (vgl.§§4.2.5.) der Energie f_2 der KV-AS. Es zeigt sich, daß die Gesamtenergiedichte F_o der BS kaum von den Feinheiten des Keilstrukturmodells abhängt, so daß die meisten Rechnungen - Temperatur-, Feld- und Breitenvariation - mit einem einfachen Ansatz ausgeführt werden (vgl.§5.1.2.2.).

Wir führen hier also keine Minimalisierung der Energie f_2 bezüglich der Anordnung und Breite der Keile aus, sondern vergleichen nur mehrere Keilstrukturmodelle, die mehr oder weniger gut dem beobachteten Verhalten des Streifenmusters der KV-AS angepaßt sind. Aus den Beobachtungen des Streifenmusters entnehmen wir: Für kleine x (vgl.4..2) nimmt die Breite der Dipolladungsstreifen von der Wand KV her nach außen hin ab. Zwischen den Streifen sind große Gebiete mit KK-ASen. Mit wachsendem $x \to 1$ wird das Streifenmuster immer gleichmäßiger. Die Anteile der KK-AS nehmen relativ zur Breite der Dipolladungsstreifen immer mehr ab (vgl.§1.2.2.).

Wenn der Abstand zwischen den Keilen größer ist als ihre doppelte Breite, kann die kleinperiodische AS zwischen den Keilen die Normalkomponenten verschiedenen Vorzeichens nicht voll ineinander umlenken. Es bleibt in jedem Bereich der Länge $d_2/2$ ein Rest, der nur durch äußere Streufelder der Periode d geschlossen werden kann.

In allen folgenden x-abhängigen Keilstrukturmodellen setzen wir voraus, daß der Anteil der KK-AS am kleinperiodischen Abschluß der Keile untereinander ebenso wie der Anteil der AS an der Wand KK der Grundstruktur (1-x) ist (vgl.4..2). Die Breite der Keile (Index k) nehme mit x^k von der Wand KV her nach außen hin ab.

Im Modell I wird eine Keilstruktur beschrieben, die einen relativ sehr breiten Dipolladungsstreifen an der Wand KV

und resultierende äußere Streufelder der Periode d hat (vgl.§B.,Fig.9a).

Nach den Beobachtungen ist es jedoch wahrscheinlich, daß die beiden einzelnen Ladungsstreifen jedes Dipolladungsstreifens genau gleich breit sind, daß also keine Restladung über äußere Streufelder der Periode d abgeschlossen werden muß. Im Modell II sind die Abstände der Keile dementsprechend gleich ihrer doppelten Breite (vgl.§B.,Fig.9b).

Eine weitere Angleichung an die Beobachtungen (Modell III) ist dadurch möglich, daß der erste Keil (k=1) neben der Wand KV in der Breite dem Streifen an der Wand KV selbst besser angeglichen wird (vgl.§B.,Fig.9c).

Der einfachste Ansatz ist, die Länge $d_2/2$ unabhängig von x gleichmäßig aus Keilen im doppelten Abstand ihrer konstanten Breite zusammenzusetzen und den kleinperiodischen Abschluß der Keile ebenfalls unabhängig von x zur Hälfte durch eine KK-AS und zur Hälfte durch eine KV-AS zu vollziehen (Modell IV). Dann gilt (vgl.Fig.9d):

$$y_K = 2/(4N+1); \qquad (1)$$

$$z_K = (4k-1)/(4N+1). \qquad (2)$$

Jetzt läßt sich f_{2i} (vgl.4.2.3..6) für N > 0 vereinfachend darstellen in der Gestalt:

$$f_{2i}(d_2,x) = M\, d_2^{3/2}\, C222(x)\left(1 + C223\, d_2\right)^{3/2}; \qquad (3)$$

worin gilt:

$$C222(x) = 8\left(2\pi^2 \sin^2\vartheta \cdot B(\omega)\cdot \gamma_1\right)^{3/2} \sum_{k=1}^{N} \left((1-x\tfrac{4k-1}{4N+1})(2k(2k-1)+1)\right)^{3/2} / (4N+1)^{3/2}; \qquad (4)$$

$$C223 = 4.5\, C_0\, \lambda_{M1}^2 \sin^2\vartheta \cos^2\vartheta / ((4N+1)\gamma_1). \qquad (5)$$

4.2.5. Kleinperiodischer Abschluß der Keile

4.2.5.1. AS am Winkel KK der Keile

Die AS am Winkel KK der Keile soll stets den gleichen Charakter (S oder T) haben wie die AS am Winkel KK der Plattenstruktur (vgl.§§4.1.1. und 4.1.2.).

Für die Energie f^1_{2a} der 2N KK-ASen einer Keilstruktur gilt nach (4.1.2..3) unter Beachtung der Keilbreite b_k (vgl.§4.2.1.) und der relativen Keilbreite y_k (vgl. 4.2.2.1..6):

$$f^1_{2a} = 2M \sum_{k=1}^{N} \left\{ c_{111} (d_2 y_k (1-x))^2 + c_{112} (d_2 y_k (1-x))^{3/2} + c_{113} d_2 y_k (1-x) \right\} . \qquad (1)$$

Wird f^1_{2a} für $N>0$ in der Form:

$$f^1_{2a} = M \left(c_{211} d_2^2 + c_{221} d_2^{3/2} + c_{23} d_2 \right) ; \qquad (2)$$

dargestellt, so gilt mit (1) und (5.2.4..1) für das Keilstrukturmodell IV:

$$c_{211} = 2 c_{111} N / (4N+1)^2 ; \qquad (3)$$

$$c_{221} = 2 c_{112} N / (4N+1)^{3/2} ; \qquad (4)$$

$$c_{23} = 2 c_{113} N / (4N+1) . \qquad (5)$$

4.2.5.2. Kleine Keile am Winkel der Keilstruktur

Wie schon in §1.2.2. angedeutet wird, kann der Unterstruktur der Dipolladungsstreifen vereinfachend durch je einen in den Ladungsstreifen eingefügten kleinen Keil gedeutet werden (vgl.**Fig.**10).

Die Energie $f^o_{2i}(c_o)$ eines Keilpaares in einem Dipolladungsstreifen der Breite $2c_o$ folgt bei symmetrischer Anordnung aus (4.2.3..6) mit $d_2=2c_o$ und N=1. In (4.2.3..1 bis 4.2.3..3) ist dann einzusetzen: x=0 wegen des im Vergleich zu c_o großen Abstandes zum nächsten kleinen Keilpaar; N=k=1; $y_k=y_1=1/3$; $z_k=z_1=1/2$.

$$f^o_{2i} = (8/3) M c_o^{3/2} \left(2\pi I^2 \sin^2\vartheta \times B(\vartheta) \times \left(1.5\, C_3 \lambda_{111}^2 \sin^2\vartheta \times \cos^2\vartheta + c_o + y_1 \right) \right)^{1/2} . \qquad (1)$$

Diese Energie $f^o_{2i}(c_o)$ muß beim Ladungsstreifen an der Wand KV der Grundbereiche aufgebracht werden. Für ein kleines Keilpaar am Dipolladungsstreifen der Breite $2c_k$ des großen Keiles k der KV-AS wird die Energie $f^k_{2i}(c_k)$ benötigt:

$$f^k_{2i} = (8/3) M c_k^{3/2} \left(2\pi I^2 \sin^2\vartheta \times B(\vartheta) \times y_1 \right)^{1/2} . \qquad (2)$$

In (2) spielt die magnetostriktive Überschußenergie keine Rolle. Denn der in einen großen Keil eingefügte kleine Keil ist wie der Grundbereich magnetisiert, erleidet also keine magnetostriktive Verzerrung, da nach §3.1.2. der Keil wie der Grundbereich verzerrt ist. Dieser kleine Keil vermindert sogar das beim großen Keil berücksichtigte Volumen um genau den Betrag, den der zweite kleine Keil im Grundbereich für magnetostriktive Verzerrungen benötigt.

Die gesamte Energie f^{i}_{2a} aller (2N+1) kleinen Keilpaare einer KV-AS lautet mit (1) und (2):

$$f^{i}_{2a} = f^{o}_{2i}(c_o) + 2\sum_{k=1}^{N} f^{k}_{2i}(c_k) . \qquad (3)$$

In (3) sind nun noch c_o und c_k je nach dem Keilstruktur-Modell einzusetzen. (Für Modell I bis III vgl.§B.) Für Modell IV gilt:

$$c_o = c_k = d_2/(2(4N+1)) . \qquad (4)$$

Es zeigt sich übrigens, daß mit $N \gg 1$ in (1) der magnetostriktive Beitrag ebenfalls vernachlässigt werden darf, ohne daß in (3) eine wesentliche Änderung auftritt. Demnach kann $f^{i}_{2a}(d_2)$ geschlossen angegeben werden in der Gestalt:

$$f^{i}_{2a} = M\, d_2^{3/2}\, c224\,(1 + c225\, d_2)^{1/2} ; \qquad (5)$$

worin für das Modell IV gilt:

$$c224 = (2\pi I^2 \sin^2\vartheta_x B(3), \gamma_1)^{1/2}\,(2N+1)/((2(4N+1))^{3/2}3) ; \qquad (6)$$

$$c225 = \begin{cases} .75\, c_2 \lambda^2_{111} \sin^4\vartheta_x \cos^2\vartheta_x / \gamma_1 ; & \text{für } N=0; \\ 0 ; & \text{für } N \geq 1. \end{cases} \qquad (7)$$

Der zusätzliche Energieaufwand $f^{i}_{2a}(d_2)$ in der KV-AS wird dadurch gerechtfertigt, daß die Energie des äußeren Streufeldes f^{a}_{2a} (vgl.§4.2.5.3.) wegen des mit Hilfe der kleinen Keile viel engeren Streifenmusters stark vermindert wird.

4.2.5.3. Äußere Streufelder

Wegen der Voraussetzungen (3.1.1..1 und 3.1.1..2) kann die Energie der Ladungen auf der (001)-Seitenfläche des ⟨110⟩-Nickelkristalls unabhängig von anderen Ladungen und

so berechnet werden, als ob die Seitenfläche unendlich ausgedehnt sei.

Nach [71,72] wird die Flächenenergiedichte ε der hier vorliegenden in d einfach periodischen, punktsymmetrischen Ladungsanordnung $\sigma(y)$ durch eine Reihe aus deren Fourierkoeffizienten α_m gegeben:

$$\varepsilon = (I_n^2 \, d/4) \sum_{m=1}^{\infty} (\alpha_m^2/m); \qquad (1)$$

worin in I_n die Amplitude der Flächenladungsdichte $\sigma(y)$ ist. Die Ladungsverteilungen $\sigma(y)$ - und damit die Fourierkoeffizienten α_m - hängen für jedes Keilstrukturmodell (vgl.§4.2.4.) jeweils von dem Anteil x der KV-AS und von dem Parameter N ab. Der Energieinhalt f_{2a}^a des äußeren Streufeldes in einer Periode d mit der Oberfläche Md ergibt sich mit (1) zu:

$$f_{2a}^a = M d^2 I^2 \sin^2\vartheta \cdot \varepsilon_N(x)/4 \; ; \qquad (2)$$

$$\varepsilon_N(x) = \sum_{m=1}^{\infty} (\alpha_m^2(x)/m) \, . \qquad (3)$$

Daß für die Energie f_{2a}^a äußerer Streufelder im Gegensatz zu anderen Autoren keine "μ^*-Korrektur" ausgeführt wird, bemerkten wir in §3.1.3.

Es gilt zur Bestimmung von f_{2a}^a aus (2) wegen (3) die Fourierkoeffizienten $\alpha_m(x)$ zu berechnen, was einfach ist, da $\sigma(y)$ nur die Werte $-I_n, 0, +I_n$ annehmen kann. Die Summation in (3) ist nicht geschlossen möglich. Sie wird deshalb numerisch ausgeführt.

Wenn noch definiert wird (vgl.4..2,2,3):

$$c_{2a2}(x) = I^2 \sin^2\vartheta \cdot \varepsilon_N(x)/(4x^2); \qquad (4)$$

kann die Energie f_{2a}^a der äußeren Streufelder nach (2) geschrieben werden:

$$f_{2a}^a = M d_2^2 \, c_{2a2}(x) \, . \qquad (5)$$

Die Größe $\mathcal{E}_N(x)/x^2$ aus (3) ergibt sich für das Keilstrukturmodell IV in weiten Grenzen als unabhängig von x.

Keilstruktur-Modell IV	N	0	1	2	3
ohne kleine Keile	x_o	0.5	0.88	0.96	0.96
	$\mathcal{E}_N(x)/x^2$	2.760	0.319	0.1615	0.1073
	$\mathcal{E}_N(1)$	1.705	0.278	0.1490	0.1014
mit kleinen Keilen	x_o	0.6	0.97	1.0	1.0
	$\mathcal{E}_N(x)/x^2$	0.746	0.0877	0.0446	0.0291
	$\mathcal{E}_N(1)$	0.568	0.0806	0.0424	0.0280

Tab.2 $\mathcal{E}_N(x)/x^2$ für das Keilstruktur-Modell IV. N: Anzahl der Keile pro Bereich. Im Intervall $0 \le x \le x_o$ weicht $\mathcal{E}_N(x)/x^2$ um weniger als 5% vom angegebenen Maximalwert ab.

Nunmehr sind mit f_{2i} (vgl.4.2.4..3), f_{2a}^1 (vgl.4.2.5.1..2), f_{2a}^i (vgl.4.2.5.2..5) und f_{2a}^a (vgl.5) alle Beiträge zur Energie f_2 der KV-AS bekannt.

$$f_2 = f_{2i} + f_{2a}^1 + f_{2a}^i + f_{2a}^a \; ; \qquad (6)$$

f_2 läßt sich zusammenfassend darstellen:

$$f_2(d_2,x) = M\Big\{ (c_{211} + c_{212})\, d_2^2 + (c_{221} + c_{222}(x)(1 + c_{223} d_2) + c_{224}(1 + c_{225} d_2))\, d_2^{3/2} + c_{23} d_2 \Big\} . \qquad (7)$$

f_2 aus (7) ist hauptsächlich von der Ausdehnung d_2 der KV-AS abhängig, jedoch über C_{212} (vgl.4) und C_{222}(vgl. 4.2.4..4) auch schwach von x (vgl. 4.2).

4.3. Kombinierte AS

In den §§4.1. und den §§4.2. werden sämtliche Energiebeiträge hergeleitet, die in einer kombinierten AS wirksam werden. Im Rahmen unserer Näherungen (vgl.§§3.1.) setzt sich die Abschlußenergie f aus der Teilenergie f_1 der KK-AS am Winkel KK der Plattenstruktur (vgl. 4.1.2..13) und der Teilenergie f_2 der KV-AS am Winkel KV (vgl.4. 2.5.3..7) additiv zusammen (vgl.§4.).

Die Teilenergie f_2 der KV-AS unterscheidet sich wesentlich, je nachdem ob über die Anzahl N der großen Keile in einem Grundbereich gilt: N=0 oder aber: N > 0.

4.3.1 Kombinierte AS ohne Keile (N=0)

Auch aus einer KK-AS und einem Dipolladungsstreifen am Winkel KV kann eine kombinierte AS zusammengesetzt werden (vgl. eine Skizze in [101,102]). Mit N=0 gilt dann:

$$f_2 = f_{2a}^{i} + f_{2a}^{a} = M \left\{ C212(x) d_2^2 + C224 \left(1 + C225 d_2 \right)^{1/2} d_2^{3/2} \right\} . \quad (1)$$

Wenn in (1) für C212 die Näherung aus §4.2.5.3. eingesetzt wird, ist die Energiedichte F der BS überhaupt nicht mehr x-abhängig.

Die Gleichgewichtsstruktur bestimmt sich dann nach (4..6) und(4..7) aus:

$$2 C11 d_1 + \tfrac{1}{2} C12 d_1^{1/2} + C13 = 2 C212 d_2 + \tfrac{3}{2} C224 d_2^{1/2} \left(1 + \tfrac{4}{5} C225 d_2\right) / \left(1 + C225 d_2\right)^{1/2} ; \quad (2)$$

$$C00 = C11 d_1^2 + \tfrac{1}{2} C12 d_1 + C13 d_2^2 + \tfrac{1}{2} C224 d_2^{3/2} \left(1 + 2 C225 d_2\right) / \left(1 + C225 d_2\right)^{1/2} ; \quad (3)$$

$$F_0 = 2 \left(2 C00 + \tfrac{1}{2} C12 d_1^{3/2} + C13 d_1 + \tfrac{1}{2} C224 d_2^{3/2} / \left(1 + C225 d_2\right)^{1/2} \right) / (L d) . \quad (4)$$

In (3) und (4) ist $C00 = L\gamma_1$ gesetzt worden (vgl.4..5). Im allgemeinen Fall müssen (2) und (3) iterativ für d_1 und d_2 gelöst werden. Als erste Näherung wird d_1 aus der Rechnung mit der KK-AS allein (vgl.§5.1.2.1.) entnommen und d_2=0 gesetzt.

4.3.2. Kombinierte AS mit Keilen (N > 0)

Erstmals fügen wir ohne wesentliche Vernachlässigung (vgl.§3.) die vielfältige AS am Winkel KK (S- oder T-Struktur) und die am Winkel KV (Keilstruktur) zu einer vollständig zu berechnenden, kombinierten AS zusammen (vgl.Fig.11).

In dem Keilstrukturmodell IV werden in der Näherung von §4.2.5.3. außer C222 alle Cikl unabhängig von x. Für N > 0 gilt über f_2 (4.2.5.3..7).

Die Bestimmungsgleichungen der Gleichgewichts-BS lauten dann nach (4..6a) und (4..7a):

$$2c_{11}d_1 + \tfrac{3}{2}c_{12}d_1^{1/2} + c_{13} = 2c_{21}d_2 + c_{23} + \tfrac{3}{2}\left(c_{22} + c_{222}\left(1+\tfrac{1}{2}c_{223}d_2\right)/\left(1+c_{223}d_2\right)^{1/2} + \tfrac{3}{2}\left(1+c_{223}d_2\right)^{1/2} \times \tfrac{1}{8}c_{222}\right)d_2^{1/2} \quad (1)$$

$$c_{00} = c_{11}d_1^2 + \tfrac{1}{2}d_1^{3/2} + c_{21}d_2^2 + \tfrac{1}{2}\left(c_{22} + c_{222}\left(1+\tfrac{1}{2}c_{223}d_2\right)/\left(1+c_{223}d_2\right)^{1/2}\right)d_2^{3/2} \quad (2)$$

$$F_0 = 2\left(2c_{00} + \tfrac{1}{2}c_{12}d_1^{3/2} + c_{13}d_1 + \tfrac{1}{2}\left(c_{22} + c_{222}/\left(1+c_{223}d_2\right)^{1/2}\right)d_2^{3/2} + c_{23}d_2\right)/(Ld) \quad (3)$$

worin C21 und C22 durch

$$C21 = C211 + C212 \quad (4)$$

$$C22 = C221 + C224 \quad (5)$$

definiert sind.

Aus (1) und (2) werden d_1 und d_2 iterativ bestimmt. Als erste Näherung dienen die für N=0 bestimmten Werte (vgl.§4.3.1.).

5. Die berechnete BS des ⟨110⟩-Nickelkristalls

Die Lösung der in §4.3. formulierten Bestimmungsgleichungen mit Hilfe iterativer, numerischer Verfahren erlaubt, zahlreiche BS-Modelle bei schrittweiser Variation vieler Parameter zu berechnen.

Aus den vorliegenden Ergebnissen werden nun zuerst die übereinstimmenden Wesenszüge aller BS-Modelle entnommen. Dann weisen wesentliche Unterschiede - insbesondere im Energiebedarf - auf das vermutlich tatsächlich verwirklichte Modell hin. Im letzten Schritt wird das schließlich ausgewählte BS-Modell qualitativ und quantitativ mit den Beobachtungen verglichen. Aus Übereinstimmungen und Abweichungen zwischen den Aussagen des theoretisch berechneten Modells und den meßbaren Größen der BS wird die BS des ⟨110⟩-Nickelkristalls dann in ihren qualitativen und quantitiven Eigenschaften geklärt.

Die BS-Modelle unterscheiden sich in der AS am Winkel KK (S-,T-Struktur; T-Struktur mit mehreren unterschiedlichen ASen an der Oberfläche), in der AS am Winkel KV (Keil-

strukturmodelle I bis IV mit und ohne unterteilten Ladungsstreifen sowie mit und ohne Berücksichtigung der Drehprozesse im inneren Streufeld) und in der Art der Grundbereichszwischenwand (glatte und verknickte (110)-Blochwand, (110)-Néelwand).

Jedes BS-Modell wird für folgende Parameter berechnet: für die Temperatur T=+20°C in den Kristallbreiten L=0.2,0.4,0.8,1.6cm und in der Kristallbreite L=0.4cm für die Temperaturen T=-100, -50,+0, +50,+100°C, jeweils für die Magnetisierungswinkel ϑ=35.26°, 35°(-1°) +1° und für die Anzahl N der Keile je Bereich: N=0(1)3.

5.1. Vergleich der BS-Modelle untereinander

In jedem Fall ist für alle Feldwerte H_i dasjenige BS-Modell energetisch am günstigsten, dessen AS aus einer AS am Winkel KK (vgl.§§4.1.) und einer AS am Winkel KV (vgl. §§4.2.) kombiniert und bezüglich der Anteile bei der am gesamten Abschluß energetisch optimal ist (vgl.§§4.3.). Weder erreicht die KK-AS allein noch die KV-AS allein die minimale Energiedichte F_o der kombinierten BS.

5.1.1 Übereinstimmendes in den BS-Modellen

Da die KK-AS den magnetischen Fluß rückwärts umlenkt und dabei mit wachsendem Feld H_i mehr und mehr zur Anisotropieenergie proportionale magnetostatische Überschußenergie benötigt, während die KV-AS den Fluß im wesentlichen durch innere und äußere Streufelder vorwärts schließt, zeigen alle BS-Modelle mit kombinierter AS qualitativ viele übereinstimmende Züge.

Der Anteil x der KV-AS wächst für alle Temperaturen T und Kristallbreiten L von Werten $x < 0.1$ bei $H_i=0$ monoton bis $x \to 1.0$ bei $H_i \to H_1^s$. Mit wachsendem Feld H_i geht der Abschluß also mehr und mehr von Aufwand an magnetostatischer Energie in der KK-AS zu einem an Streufeldenergie in der KV-AS über. Betrachten wir den gesamten Abschluß unter dem Gesichtspunkt einer "μ^*-Korrektur" (vgl.§3.1.3.), so ergibt sich hier nach konsequenter Rechnung innerhalb der an die Beobachtungen gebundenen Bereichstheorie, daß ein

"Korrekturfaktor A" in gleichem Maße wie der Anteil x mit wachsendem Feld H_i von sehr kleinen Werten bis nahe 1 steigt, die Korrektion also mit steigendem Feld H_i immer unbedeutender wird.

Ebenso unabhängig von Temperatur und Kristallbreite verhält sich die $d(H_i)$-Kurve. Sie fällt mit wachsendem H_i monoton, anfangs im Gebiet $H_i/H_i^S < 0.1$ sehr steil, dann flacher und schließlich kaum merklich gegen einen von Null verschiedenen Wert.

Die Anzahl der Keile innerhalb der KV-AS pro Grundbereich steigt mit wachsendem Feld von 0 oder 1 bei niedrigen Feldern bis zur maximal in die Rechnung eingegebenen Zahl 3 bei höheren Feldern.

Wird an einem AS-Modell nur das Keilstrukturmodell (vgl. §4.2.4.) geändert, sind - abgesehen von der qualitativen Übereinstimmung - selbst in den quantitativen Ergebnissen (Energiedichte F_0, Periode d, Anteil x der KV-AS) nur geringe Unterschiede zu bemerken. Deshalb wird im folgenden fast nur das einfache Keilstrukturmodell IV mit gleichmäßiger Streifenbreite diskutiert, das sicher nicht ideal den Beobachtungen angepaßt ist. Doch zeigen eben die Ergebnisse, daß sich derartige Änderungen an den Feinheiten der AS - Anordnung der Keile und Anteil der KK-AS innerhalb der Keilstruktur am Winkel KV - kaum in den Meßgrößen - Periode d und Anteil x der KV-AS - niederschlagen.

Die BS mit x-abhängiger Keilstruktur bereitet übrigens bei der iterativen Auflösung der Bestimmungsgleichungen (vgl. §4.3.2.) große Schwierigkeiten. Wegen obiger Teilergebnisse wird schließlich ohne Unterdrückung wesentlicher Züge auf eine weitere Bearbeitung dieses numerischen Problems verzichtet. Im Gegensatz zu den x-abhängigen Keilstrukturmodellen I bis III (vgl. §§4.2.4.,B.) gibt es wesentlichere Merkmale der BS-Modelle, die durch Vergleich der Rechenergebnisse untereinander aufzufinden sind.

5.1.2. Unterschiede zwischen den BS-Modellen

5.1.2.1. AS am Winkel KK

T [°C]		-100		+20		+100		$\frac{H_i}{H_i^s}$
ϑ [°]		F_o	d_1	F_o	d_1	F_o	d_1	
35.26	S	281.0	143.6	150.0	109.5	84.5	86.4	0
	T	181.0	206.9	95.4	160.4	53.0	128.9	
31	S	524.5	48.3	186.5	61.2	85.6	65.4	.167
	T	470.0	51.4	147.1	71.0	58.6	85.6	
25	S	577.6	30.7	185.7	42.0	76.7	49.7	.408
	T	538.9	32.0	156.0	46.5	55.1	61.7	
19	S	487.1	22.7	150.9	31.7	59.4	39.0	.633
	T	460.6	23.5	129.7	34.7	43.5	47.6	
13	S	321.3	17.0	98.1	24.0	37.8	30.0	.820
	T	306.3	17.6	85.2	26.2	27.8	36.7	
7	S	139.5	11.8	42.4	16.6	16.5	20.7	.946
	T	135.2	12.2	37.7	18.3	12.2	26.0	
1	S	8.1	4.3	2.6	5.8	1.1	6.9	.999
	T	12.6	4.5	4.1	6.8	1.6	9.7	

Tab.3 Vergleich der S- mit der T-Struktur als einziger AS. Energiedichte F_o [erg/cm^3] und Periode d_1[µm] in Abhängigkeit von Temperatur T und Magnetisierungswinkel ϑ. Äußerer Abschluß durch Streufelder. L=0.4cm.(110)-Blochwand.

Der Vergleich berechneter BSen, die entweder die S-Struktur (vgl.§4.1.1.,Fig.4a) oder die T-Struktur (vgl.§4.1.2., Fig.5a) jeweils mit äußerem Streufeldabschluß als einzige AS haben, zeigt (vgl.Tab.3): Außer für $H_i/H_i^s \to 1$ ist die T-Struktur energetisch stets die günstigere. Die S-Struktur benötigt bis zu 50% mehr Energiedichte. Dabei werden d_1 und F_o nach (4.3.1..3, 4.3.1..4) mit $d_2 \equiv 0$ berechnet. Die T-Struktur gibt zudem eine Erklärung für die beobachtete Variation der Unterperiode (vgl.§1.2.1.). Denn die in der Nähe der Grundbereichswand KK eingezogenen (110)-Wände sind hier - im Gegensatz zur S-Struktur - die längsten. Dort ist bei lokaler Variation die größte Bereichsweite zu erwarten.

Unter den BS-Modellen mit T-Strukturen am Winkel KK sind besonders in kleinen Feldern die mit Dreieckbereichen (vgl. Fig.5b) oder mit kombiniertem äußeren Abschluß (vgl.Fig.5c) am günstigsten (vgl.Tab.4). Nur bei sehr hohen Feldern $H_i \to H_i^s$ ist der äußere Abschluß durch Streufelder allein günstiger.

Ebenso wie beim Vergleich S-Struktur/T-Struktur liegt das daran, daß dann der Beitrag proportional d_1 zur Abschlußenergie f_1 (A_1=2), der im Fall des Streufeldabschlusses bei der T-Struktur (A_1=1) und bei der S-Striktur (A_1=0) besonders klein ist, in der Energiedichte F_0 wichtig wird (vgl.§4.1.2). Denn in F_0 ist sein Beitrag unabhängig von d_1.

T[°C]		-100			+20			+100		
ϑ[°]		F_0	d_1	a	F_0	d_1	a	F_0	d_1	a
35.26	F	181.00	206.89	2.63	95.41	160.35	1.54	52.97	128.89	.968
	FD	110.15	314.09	12.4	47.42	277.01	16.0	23.37	241.92	17.8
	D	110.79	312.80	12.1	47.76	276.86	15.9	23.37	241.90	17.8
31	F	470.03	51.42	1.26	147.12	70.99	.982	58.64	85.57	.756
	FD	447.58	53.08	5.66	126.01	78.04	9.36	42.10	105.53	12.9
	D	447.70	53.07	5.57	126.02	78.03	9.33	42.10	105.52	12.9
25	F	538.86	32.02	.910	156.01	46.54	.730	55.14	61.66	.589
	FD	529.87	32.46	5.28	146.40	48.50	8.68	47.05	68.05	11.8
	D	529.90	32.46	5.24	146.40	48.50	8.66	47.05	68.05	11.8
19	F	460.56	23.46	.689	129.72	34.69	.558	43.50	47.64	.458
	FD	459.12	23.64	5.68	126.47	35.47	9.02	40.29	50.28	11.8
	D	459.12	23.64	5.65	126.47	35.47	9.01	40.29	50.28	11.8
13	F	306.27	17.59	.499	85.21	26.23	.406	27.79	36.72	.336
	FD	309.18	17.66	6.69	85.48	26.55	9.81	27.30	37.80	11.8
	D	309.18	17.66	6.68	85.48	26.55	9.81	27.30	37.80	11.8
7	F	135.16	12.23	.307	37.65	18.34	.250	12.19	25.99	.209
	FD	140.60	12.26	8.43	39.49	18.44	10.4	12.90	26.31	11.2
	D	140.60	12.26	8.43	39.49	18.44	10.4	12.90	26.31	11.2
1	F	12.57	4.54	.071	4.14	6.82	.058	1.58	9.74	.048
	FD	17.89	4.54	7.48	6.32	6.83	7.27	2.55	9.75	7.27
	D	17.89	4.54	7.48	6.32	6.83	7.28	2.55	9.75	7.27

Tab.4 Vergleich verschiedener äußerer Abschlüsse der T-Struktur. F: Streufeld; FD: kombiniert; D: Dreieckbereich. Energiedichte: F_0 [erg/cm^3], Periode d_1 [µm] und Unterperiode a [µm] in Abhängigkeit von Temperatur T und Magnetisierungswinkel ϑ. L=0.4cm. (110)-Blochwand.

Insgesamt versagen jedoch alle Modelle für $\vartheta \leq 7^0$: Bei Streufeldabschluß wird die Unterperiode ($a \approx 0.05\mu m$) kleiner als die Ausdehnung der Wände (≈ 0.1 µm). In den beiden anderen Fällen wird die Unterperiode a größer als die Unterperiode d_1 im Widerspruch zu (4.1.1..2).

Zwei Gründe sprechen dafür, daß der äußere Abschluß zwischen den Unterbereichen der T-Struktur tatsächlich

durch Dreieckbereiche - oder die kombinierte AS - geschieht: Der wesentlich geringere Energiebedarf in den meisten Fällen und das Verhältnis a/d_1, das für $\vartheta > 7^\circ$ mit dem der Beobachtungen (0.05 bis 0.1) gut übereinstimmt.

5.1.2.2. AS am Winkel KV

Zuerst werden solche BSen, in denen die Keilstruktur (vgl. §§4.2.) als einzige AS eingebaut ist, mit einer BS verglichen, deren Abschluß allein durch äußere Streufelder der Periode d_2 geschieht (vgl.§2.2.,Tab.5): Für alle Temperaturen und Felder benötigen die inneren Streufelder der Periode d_2 - hervorgerufen von der Keilstruktur - bedeutend weniger Energie als die äußeren Streufelder. Dabei werden für die Keilstruktur d_2 und F_o nach (4.3.2..5,4.3.2..6) mit $d_1 \equiv 0$ berechnet. Der Energiegewinn wird noch bemerkenswerter, wenn unter dem Einfluß der inneren Felder Drehprozesse (vgl.§4.2.2.2.) berücksichtigt werden.

T [°C]		-100			+20			+100		
ϑ [°]		F_o	d_2	N	F_o	d_2	N	F_o	d_2	N
35.26	F	980	27.5	-	598	18.4	-	380	12.8	-
	K	593	53.8	2	326	39.2	2	188	30.8	3
	KD	429	74.8	3	172	71.9	3	78.5	67.1	3
31	F	808	28.4	-	495	19.0	-	314	13.3	-
	K	506	53.8	2	277	39.6	2	158	31.3	3
	KD	380	71.8	3	151	70.3	3	68.0	66.8	3
25	F	567	29.6	-	346	19.7	-	220	13.8	-
	K	370	55.1	3	199	41.4	3	114	31.8	3
	KD	293	67.8	3	115	68.0	3	50.6	66.1	3
19	F	347	30.6	-	212	20.4	-	135	14.3	-
	K	239	53.4	3	125	41.6	3	71.0	32.2	3
	KD	198	63.1	3	75.7	65.4	3	32.8	64.9	3
13	F	169	31.3	-	103	20.9	-	65.6	14.6	-
	K	139	40.5	0	63.2	41.3	3	35.5	32.3	3
	KD	126	44.0	0	40.5	62.0	3	17.2	63.3	3
7	F	41.2	31.7	-	25.2	21.2	-	16.0	14.8	-
	K	41.5	40.9	0	21.0	39.8	3	11.3	32.2	3
	KD	37.7	44.3	0	14.7	56.1	3	6.04	60.0	3
1	F	1.04	31.8	-	.642	21.3	-	.402	14.9	-
	K	.857	41.0	0	.501	28.3	0	.305	20.5	0
	KD	.779	44.4	0	.420	32.8	0	.247	24.4	0

Tab.5 Vergleich verschiedener Streufeldabschlüsse. Energiedichte F_o[erg/cm^3], Periode d_2 [µm] und Anzahl N der Keile pro Bereich. L=0.4cm; (110)-Blochwand.
F: Äußerer Streufeldabschluß; K: Innerer Streufeldabschluß durch Keilstruktur mit T-Struktur am Winkel KK und kleinen Keilen am Winkel KV der Keile.
KD: Drehprozesse werden zusätzlich berücksichtigt.

Mit fallender Temperatur und steigendem Feld wird jeder der drei Streufeldabschlüsse (vgl.Tab.5) allein günstiger als die optimale KK-AS allein (vgl.§5.1.2.1.,Tab.4). Das deutet darauf hin, daß bei einer Kombination beider AS-Typen die KK-AS mit fallender Temperatur und steigendem Feld immer weniger Anteil am gesamten Abschluß haben wird (vgl.Tab.7).

Ein Vergleich der Ergebnisse von BS-Modellen (vgl. §5.1.1.), die sich nur durch die Art des Modells der Keilstruktur am Winkel KV (vgl.§§4.2.4.,B.) unterscheiden, und alle am Winkel KK eine T-Struktur mit äußerem Streufeldabschluß (A=1; vgl.§4.1.2.) besitzen, zeigt (vgl.Tab.6): Das Modell I mit einem äußeren Streufeldbeitrag der Periode d ist energetisch stets das ungünstigste. Zwar wird bei I - im Gegensatz zu II bis IV - die großperiodische Umlenkung des magnetischen Flusses am Winkel KV zwischen inneren und äußeren Streufeldern aufgeteilt, doch werden zugleich die Keile relativ weit von der Wand KV entfernt angebracht (vgl.Fig.9a). Damit vergößert sich das hauptsächlich vom inneren Streufeld erfüllte Volumen im Vergleich zu den übrigen Modellen. Der Anteil x der KV-AS fällt deshalb bei I - in kleinen Feldern H_i zumindest - nur halb so groß aus wie bei III und IV. Beim Modell II (Fig.9b) ohne äußeres Streufeld der Periode d - sinkt der Energiebedarf bei leichtem Anwachsen von x schon ein wenig. Zwischen den Modellen III (Fig.9c) Annäherung an die Wand KV - und IV (Fig.9d) gleichmäßige, von x unabhängige Streifenbreite - ist schließlich kaum noch ein Unterschied festzustellen. Beide sind ernergetisch noch etwas günstiger als II; beide verdoppeln - in kleinen Feldern - den Anteil x der KV-AS gegenüber I und II. Ohne Vernachlässigung wichtiger Aspekte wird im weiteren nur noch mit Modell IV gerechnet, da es sich als handlicher erweist (vgl.§5.1.1.).

Modell / ϑ [°]	I	II	III	IV	IVkleine Keile	IVkleine Keile; Drehproz.
	F_o [erg/cm^3]					
35.26	93.2	93.2	93.0	92.9	92.5	91.0
30	147.1	146.8	143.3	142.3	142.3	126.9
	d [µm]					
35.26	165.5	165.5	166.4	166.5	167.2	168.6
30	66.8	67.0	70.0	70.4	70.8	80.6
	x					
35.26	.011	.011	.021	.023	.020	.069
30	.064	.071	.165	.145	.150	.359

Tab.6 Vergleich verschiedener AS-Modelle am Winkel KV.
Am Winkel KK: T-Struktur mit äußerem Streufeldabschluß.
(110)-Blochwand; L=0.4cm; T=+20°C.

In jeden der (2N+1) Dipolladungsstreifen einer KV-AS fügen wir nun noch ein Paar kleiner Keile ein (vgl. §§1.2.2. und 4.2.5.2.). In den Ergebnissen der Rechnung zeigen sich im Vergleich zu einfachen Dipolladungsstreipraktisch keine Auswirkungen mehr. Demnach ist eine Grenze erreicht, an der durch weitere Modell-Verbesserungen die Beobachtungen zwar noch mehr angenähert werden können, in der Energiedichte F_o, der Periode d und dem Anteil x jedoch - im Rahmen der Bereichstheorie - Änderungen kaum mehr berechnet werden können.

Wenn Drehprozesse in der Keilstruktur am Winkel KV berücksichtigt werden (vgl.§4.2.2.2.), erniedrigt sich in allen Fällen die Energiedichte F_o der BS-Modelle (vgl. Fig.8b). Die optimale Anzahl N der Keile pro Grundbereich steigt oft an (vgl.§5.2.2.). Die Periode d der Grundstruktur vergrößert sich insbesondere im mittleren Feldbereich. Das alles sind nur geringe Auswirkungen im Vergleich zur tatsächlichen Größe des Reduktionsfaktors B (ϑ) (vgl.Fig.8a).

T [°C]		-100				+20				+100			
ϑ [°]		F_o	d	x	N	F_o	d	x	N	F_o	d	x	N
35.26	K	109.7	315.3	.009	0	47.6	277.7	.005	0	23.3	242.3	.003	0
	KD	109.4	316.9	.018	1	47.3	280.8	.025	2	23.0	247.0	.038	3
31	K	376.0	67.1	.359	1	121.4	82.6	.094	1	41.7	107.2	.025	1
	KD	327.1	79.7	.558	2	107.5	95.5	.319	2	38.3	119.2	.203	3
25	K	339.1	57.5	.697	2	130.2	56.9	.256	1	45.7	71.2	.075	1
	KD	280.4	70.7	.826	3	100.9	77.0	.618	3	37.7	89.0	.411	3
19	K	232.0	55.1	.855	3	100.2	47.4	.462	2	37.8	55.0	.149	1
	KD	192.6	64.9	.901	3	71.2	69.8	.779	3	--	--	.589	3
13	K	136.7	41.3	.820	0	57.4	44.1	.658	2	24.1	44.6	.267	1
	KD	107.1	58.5	.936	3	39.3	64.5	.874	3	15.9	69.4	.746	3
7	K	43.3	39.6	.922	0	20.6	41.2	.870	3	--	--	--	-
	KD	40.1	42.1	.934	0	14.5	57.4	.942	3	5.94	62.6	.893	3
1	K	2.63	38.2	.838	0	1.38	49.8	.750	0	.849	56.3	.621	0
	KD	2.38	42.1	.853	0	1.19	58.0	.782	0	.742	65.5	.665	0

Tab.7 Auswirkung der Drehprozesse auf die BS bei kombinierter AS. Energiedichte F_o [erg/cm^3], Periode d [µm], Anteil x der KV-AS und Anzahl N der Keile pro Bereich. L=0.4cm. (110)-Blochwand. BS-Modell wie bei Tab.9.
K: Ohne Drehprozesse; KD: Mit Drehprozessen.

Bedeutender ist jedoch die Erhöhung des Anteils x der KV-AS am gesamten Abschluß bei Berücksichtigung der Drehprozesse. Damit wird in der AS demjenigen Mechanismus Vorzug gegeben, der vorwiegend über weitreichende innere Streufelder - und Verdrehung der Magnetisierung nach Maßgabe der Streufeldrichtung - wirkt. Der eher lokale Mechanismus am Winkel KK wird zugleich benachteiligt (vgl.Tab.7).

Gerade dieses Ergebnis ist erwünscht. Denn nach den Beobachtungen (vgl.§1.2.2.) übernimmt die AS am Winkel KV - kenntlich durch Dipolladungsstreifen auf den Seitenflächen - mit steigendem Feld H_i einen stark ansteigenden Anteil am gesamten Abschluß [25].

Somit wird deutlich: Wenn das Feld H_i mit steigendem äußeren Feld überhaupt wirksam wird und eine periodische Plattenstruktur im ⟨110⟩-Nickelkristall hervorruft, treten zugleich innere Streufelder - verbunden mit Drehprozessen - innerhalb der AS auf. Ihr Einfluß und Anteil steigen mit wachsendem Feld H_i schnell an.

Aus allen Energievergleichen der verschiedenen BSen folgt zusammenfassend:
Die optimale AS ist diejenige, die aus der günstigsten KK-AS und der energieärmsten KV-AS kombiniert ist (vgl.Fig.11). Am Winkel KK der Grundstruktur ist also eine außen kombiniert abgeschlossene T-Struktur (vgl.§4.1.2.,Fig.5c) einzubauen; am Winkel KV unter Berücksichtigung der Drehprozesse innerer Streufelder eine Keilstruktur (vgl. §§4.2.,Fig.7a), die am Winkel KK ihrer Unterperioden eine gleiche T-Struktur und am Winkel KV ein Paar weiterer kleiner Keile (vgl.Fig.10) enthält. Hauptsächlich mit diesem AS-Modell werden im folgenden weitere Vergleiche angestellt.

5.1.2.3. Grundbereichszwischenwände

Die Energiedichten F_o der mit unterschiedlichen (110)-Wand-Typen berechneten BS-Modelle stehen im gleichen Verhältnis zueinander wie die Energiedichten γ_1 der (110)-Wände selbst (vgl.§§A.). Den gleichen Gang zeigt die Periode d der BS. Der Anteil x der KV-AS ist schwach gegenläufig. Das Verhalten der Energiedichte F_o und der Periode d ist ein Kennzeichen jeder periodischen BS. Aus dem Verhalten von x läßt sich qualitativ ablesen, daß die Energiedichte γ_1 der (110)-Wand senkrecht zur ⟨110⟩-Stabachse stärker in den - von der KV-AS herrührend - Anteil f_2 der Abschlußenergie f eingeht als in die Energie f_1 der KK-AS. Das kommt besonders deutlich zum Ausdruck, wenn die KK-AS aus einer T-Struktur mit kombiniertem äußerem Abschluß (vgl.§4.1.2.) besteht, die spürbar weniger (110)-Wände enthält als eine T-Struktur mit äußerem Streufeldabschluß.

Da die Energie der verknickten (110)-Blochwand (vgl. §A.2.2.) durchweg unter der der glatten (110)-Blochwand und der der (110)-Néelwand liegt, ergeben BS-Modelle mit verknickten Blochwänden Perioden, die unter den mit anderen Wänden berechneten liegen. Diese Modelle werden hier allerdings überhaupt nicht zum Vergleich herangezogen, da die Energie der verknickten (110)-Blochwand nicht genau genug berechnet werden kann (vgl.§A.2.2.).

Für tiefe und mittlere Temperaturen ist die (110)-Néelwand in höheren Feldern energetisch günstiger als die (110)-Blochwand. Genauso ist dann die Energiedichte F_o für höhere Felder in dem Modell mit Néelwänden geringer. Wird in einer $d(H_i)$-Kurve probeweise jeweils das energetisch günstigste Modell zugrundegelegt, so ist bei mittleren Temperaturen in der $d(H_i)$-Kurve ein Knick zu erkennen. Denn in hohen Feldern gilt das Modell mit Néelwänden, für das die $d(H_i)$-Kurve steiler verläuft als in einem Modell mit Blochwänden (vgl.Fig.12).

Diese Konstruktionsmöglichkeit einer $d(H_i)$-Kurve weist deutlich auf den Einfluß der Wandstruktur hin. Selbst in der "makroskopisch" meßbaren $d(H_i)$-Kurve kann die "mikroskopische" Struktur der Grundbereichszwischenwände demnach Knicke oder Ähnliches hervorrufen. Der Wandcharakter ist daher in Bezug auf die $d(H_i)$-Kurve ebenso wichtig wie die gesamte AS. Letztere ist beobachtbar und kann ausführlich berechnet werden. Erstere entzieht sich bisher noch direkter Beobachtung.

5.2. Vergleich mit den qualitativen Forderungen

5.2.1. Form der $d(H_i)$-Kurve

Auch bei genauerer Betrachtung zeigen sich zwischen Rechnung und Experiment übereinstimmende Merkmale in den $d(H_i)$-Kurven (vgl.Fig.12): Wie im Experiment beginnen die berechneten Kurven bei kleinen Feldern H_i mit einem steilen Anfangsstück, werden dann wie dort immer flacher, um sich erst bei sehr hohen Feldern $H_i/H_i^s > 0.8$ wieder zur H_i-Achse zu neigen. Für kleine und mittlere Felder ist der Kurvenverlauf konvex, für hohe konkav zur H_i-Achse.

Allerdings findet sich in den berechneten Kurven nur ein Wendepunkt bei höheren Feldern, während die gemessenen - insbesondere bei Axialfeldidealisierung (vgl.§1.1.3.) - in mittleren Feldern Stufen, also mehrere Wendepunkte zeigen.

Bei sehr hohen Feldern haben auch die berechneten Kurven eine deutliche Stufe (vgl.Tab.7). Somit geben die Ergebnisse einen Hinweis auf deren Entstehungsmöglichkeit. Denn dort fällt mit steigendem H_i die optimale Anzahl der großen Keile sprunghaft von N=3 auf N=0 (vgl.Tab.11,12). Das Rechenprogramm hält nämlich N=0 für optimal, wenn die zugehörige Energiedichte der BS F_{oo} kleiner ist als die zu N=1 gehörende Energiedichte F_{o1}. Vor der Stufe gilt: $F_{oo} > F_{o1} > F_{o2} > F_{o3}$. N=3 ist also optimal. Nach der Stufe gilt: $F_{oo} < F_{o1}$; aber möglicherweise weiterhin: $F_{oo} > F_{o3}$.

Ganz ähnlich kann auch im Experiment von N=0 herkommend die Energieschwelle F_{o1} unüberwunden bleiben. Zu der nicht optimalen Energiedichte $F_o^* = F_{oo}$ gehört dann eine Periode d^*, die wesentlich geringer sein kann als die optimale Periode d_o, die sich bei der optimalen Energiedichte $F_o = F_{o3}$ einstellt.

Umgekehrt kann es vorkommen, daß die Energie der Grundbereichszwischenwände nicht den minimalen Wert erreicht, während im übrigen bei der Einstellung der BS Gleichgewicht herrscht. Dann sind die Energiedichte F' und die Periode d' beide größer als die optimalen Werte F_o bzw. d_o.

Das eben beschriebene Verhalten läßt sich am Beispiel eines einfachen BS-Modells verdeutlichen. Über die Energiedichte F gelte (vgl.§§4.,4.2.5.3.):

$$F = 2\,(c_1 d^2 + c_0)\,.$$

Dann ist die optimale Periode:

$$d_o = (c_o / c_1)^{1/2}$$

verbunden mit der minimalen Energiedichte:

$$F_o = 4\,(c_o \cdot c_1)^{1/2} / L\,.$$

Wenn die Abschlußenergiedichte allein vom minmalen Wert abweicht,gilt:

$$c_1^* > c_1 \;;\; c_o^* = c_o\,.$$

Daraus folgt:

$$F^* > F_o \;;\; d^* < d_o\,.$$

Wenn nur die Energie der Grundbereichszwischenwände vom minimalen Wert abweicht, gilt:

$$c_0' > c_0; \quad c_1' = c_1.$$

Daraus folgt: $F' > F_0; \quad d' > d_0.$

Wenn beim Einstellen der BS das energetische Gleichgewicht nicht erreicht wird - was seine Ursache in Kristallbaufehlern, thermischen und mechanischen Verspannungen oder unvollständigem Idealisieren (vgl.§1.1.2.) haben mag -, ergibt sich ein weniger übersichtliches Verhalten in der Periode d. Sie kann nach unten und nach oben vom optimalen Wert d_0 abweichen.

Im Beispiel des einfachen BS-Modells sei die tatsächlich erreichte Energiedichte F_1:

$$F_1 = a \times F_0; \quad a > 1.$$

Der Energiedichte F_1 können die beiden Perioden d^* und d' zugrundeliegen:

$$d^* = d_0\left(a - \left(a^2-1\right)^{1/2}\right); \quad d' = d_0\left(a + \left(a^2-1\right)^{1/2}\right).$$

Die Tab.8 zeigt, wie stark geringe Abweichungen in der Energiedichte F von der minimalen F_0 sich auf die Periode d der zugehörigen BS auswirken können.

a	1	1.001	1.010	1.100
d^*/d_0	1	0.956	0.868	0.642
d'/d_0	1	1.046	1.152	1.558

Tab.8 Auswirkung einer Abweichung in der Energiedichte F der BS um den Faktor a vom minimalen Wert . d_0: optimale Periode.

Abweichungen der Periode vom optimalen Wert nach unten und oben sind somit auf mehrere Weisen theoretisch zu erklären.

Wenn auch an den Stufen der gemessenen $d(H_i)$-Kurven keine sprunghaften Änderungen in der Anzahl N der großen Keile beobachtet werden, so sind doch als Ursache Schwankungen der beschriebenen Art denkbar. Leider sind sie weder in der Wandstruktur, noch in der AS zu beobachten.

Abgesehen von den gelegentlich beobachteten Stufen, zu deren Entstehung Modellvorstellungen gegeben sind, wird zusammenfassend qualitative Übereinstimmung im Verlauf der berechneten und gemessenen $d(H_i)$-Kurven festgestellt.

5.2.2. Anteil x der KV-AS, Anzahl der Keile

Nach den Beobachtungen bei Raumtemperatur [25] übernimmt die KV-AS schon für kleine Felder sehr schnell einen wesentlichen Anteil des Abschlusses (vgl.Fig.14). Das ist aus der Sicht der bisher vorherrschenden Vorstellungen überraschend. Denn im Mechanismus der KV-AS wirken offensichtlich Streufelder maßgeblich mit (vgl.§§4.2.).

Die Berücksichtigung der Drehprozesse (vgl.§4.2.2.2.) in dem Energiebeitrag der inneren Streufelder bringt gerade die gewünschte Angleichung der theoretischen Ergebnisse an diese Beobachtungen (vgl.§5.1.2.2.).

In Experiment und Theorie ist der Anteil x der KV-AS ein Maß dafür, in welchem Verhältnis der Energieaufwand der KV-AS zu dem der KK-AS steht. In den Rechnungen mit dem Modell IV der Keilstruktur (vgl.§4.2.4.) ist am Winkel KK der Keile selbst eine von x unabhängige KK-AS eingebaut. Deshalb wird nicht in aller Reinheit deutlich, wie günstig die KV-AS tatsächlich ist. Jedenfalls wird in Übereinstimmung mit dem Experiment gezeigt, daß der Streufeldabschluß - innere und äußere Streufelder der Keilstruktur am Winkel KV - wesentlich, für mittlere und höhere effektive Felder H_i sogar überwigend ist (vgl.Fig.14).

Von der Kristallbreite L hängt der Anteil x der KV-AS nur sehr wenig ab, wie für T=+20°C berechnet wird, so daß ein experimenteller Nachweis aussichtslos erscheint (vgl.Tab.9).

ϑ [°] \ L [cm]	.2	.4	.8	1.6
35.26	.023	.025	.027	.029
31	.303	.319	.349	.363
25	.601	.618	.631	.640
19	.771	.779	.784	.788
13	.874	.874	.874	.874
7	.951	.942	.937	.933
1	.797	.782	.742	.538

Tab.9 Anteil x der KV-AS in Abhängigkeit vom Magnetisierungswinkel ϑ und der Kristallbreite L. (110)-Blochwand. T=+20°C. Keilstruktur IV mit kleinen Keilen und Berücksichtigung der Drehprozesse als KV-AS. T-Struktur mit kombiniertem äußerem Abschluß der KK-AS (vgl.Fig.11).

Erstaunlich ist, daß x überhaupt - im Unterschied zu einfachen kombinierten ASen (vgl.§§2.1.2.,2.1.3.,4.1.2.) - von L abhängt. Da nämlich nach §§4.3. in den Teilenergien f_1 und f_2 der Abschlußenergie f Summanden nebeneinanderstehen, die in verschiedener Weise von d_1 bzw. d_2 bestimmt sind, wird der optimale Anteil x_o von der optimalen Periode d_o abhängig. Letztere ist nach §5.3.1. eine Funktion der Kristallbreite L.

Aus der schwachen Abhängigkeit des Anteils x von L läßt sich erschließen, daß in f_1 und f_2 je ein Summand mit gleicher Potenz in d_1 bzw. d_2 überwiegt. Nach § 5.3.1. ist es der quadratische Anteil.

Von der Temperatur T ist der Anteil x der KV-AS stark abhängig, wie für L=0.4 cm berechnet wird.

ϑ[°] \ T[°C]	-100	-50	+0	+50	+100
35.16	.018	.020	.022	.029	.038
31	.558	.456	.367	.263	.203
25	.826	.754	.662	.543	.411
19	.901	.864	.809	.719	.589
13	.936	.918	.890	.839	.746

Tab.10 Anteil x der KV-AS in Abhängigkeit vom Magnetisierungswinkel ϑ und der Temperatur T. BS-Modell wie Tab.9.L=0.4cm.

Während für $\vartheta = 35.26°$ (H_i=0) x mit der Temperatur stark ansteigt, sinkt für alle anderen Magnetisierungswinkel ϑ der Anteil x deutlich mit steigender Temperatur. In diesem Verhalten kommt wiederum das Wechselspiel zwischen - magnetostatischer Energie - bei H_i=0 Magnetostriktionsenergie - (KK-AS) und Streufeldenergie (KV-AS) zum Ausdruck. Die magnetostatische Energie ist dabei wegen (1.1.3..1) proportional zur Anisotropieenergie ($-K_1$). Wegen der Berücksichtigung der Drehprozesse und des Einbaus kleiner KK-ASen in der KV-AS ändert sich das Verhältnis beider Teilstrukturen jedoch nicht so stark mit der Temperatur wie $-K_1/(2\pi I^2)$ (vgl.§3.1.3.).

Die Anzahl N der Keile vergrößert sich mit wachsendem Feld und steigender Temperatur. Auch von der Breite L des Kristalls ist N schwach abhängig. Für sehr hohe Felder springt N jeweils von 3 auf 0 zurück (vgl.§5.2.1.). Groß ist jedoch der Einfluß der Drehprozesse auf N (vgl. §5.1.2.2.).

N \ T[°C]		-100	-50	0	+50	+100
0	K	35.26-35	35.26-34	35.26-33	35.26-33	35.26-32
	KD	---	---	---	---	---
1	K	34 - 30	33 - 27	32 -24	32 - 19	31 - 15
	KD	35.26-35	35.26-35	35.26-35	---	---
2	K	29 - 21	26 - 16	23 - 11	18 - 6	14 - 1
	KD	34 - 28	34 - 29	34 - 33	35.26-35	---
3	K	20 - 15	15 - 10	10 - 7	5	---
	KD	27 - 13	28 - 9	32 - 6	34 - 4	35.26-3
0	K	14 - 1	9 - 1	6 - 1	4 - 1	----
	KD	12 - 1	8 - 1	5 - 1	3 - 1	2 - 1

Tab.11 Anzahl N der Keile in Abhängigkeit von Temperatur T und Magnetisierungswinkel ϑ . L=0.4 cm. (110)-Blochwand.
K: Ohne Drehprozesse. KD: Mit Drehprozessen.
BS-Modell wie bei Tab.9

N \ L[cm]		0.2	0.4	0.8	1.6
0	K	35.26-30	35.26-33	35.26-35	35.26-35
	KD	---	---	---	---
1	K	29 - 18	32 - 23	34 - 26	34 - 30
	KD	35.26-35	---	---	---
2	K	17 - 7	22 - 9	25 - 11	29 - 14
	KD	34 - 28	35.26-34	35.26-35	35.26-35
3	K	6 - 2	8 - 6	10 - 5	13 - 1
	KD	27 - 2	33 - 5	34 - 4	34 - 1
0	K	1	5 - 1	4 - 1	---
	KD	1	4 - 1	3 - 1	---

Tab.12 Anzahl N der Keile in Abhängigkeit von der Kristallbreite L und dem Magnetisierungswinkel ϑ, T=+20°C. (110)-Blochwand.
K: Ohne Drehprozesse. KD: Mit Drehprozessen.
BS-Modell wie bei Tab.9

Beim Vergleich mit dem Experiment, nach dem bei Raumtemperatur N von 0 bis 3 während des Aufmagnetisierens ansteigt (vgl.§1.2.2.), muß beachtet werden, daß für kleine H_i (Magnetisierungswinkel nahe 35.26°) die Anzahl der Streifen (Keile) noch nicht voll aufgelöst werden kann, da dort der Anteil x der gesamten Keilstruktur noch sehr klein ist. Wenn zudem noch berücksichtigt wird, daß das Modell IV der Keilstruktur nur eine Annäherung an die Wirklichkeit ist (vgl.§5.1.2.2.), kann bezüglich der Anzahl N der Keile Übereinstimmung zwischen Rechnung und Beobachtung festgestellt werden.

5.3. Vergleich mit den quantitativen Forderungen

Eine periodische Plattenstruktur mit einfachem Streufeldabschluß (vgl.§5.1.2.2.) hat keinerlei Einfluß auf die mittlere Magnetisierung I_m. Abschluß durch eine Keilstruktur kann die mittlere Magnetisierung kaum beeinflussen. Nur die kleinen Verdrehungen der Magnetisierungsrichtungen unter Einfluß der Drehprozesse innerhalb der AS spielen eine Rolle. Sie heben sich jedoch im Mittel auf (vgl.§4.2.2.2.). Somit bleibt in unserem BS-Modell die T-Struktur am Winkel KK, deren mittlere Magnetisierung $I_m^T=-I\cos\vartheta$ der der Probe $I_m=I\cos\vartheta$ entgegenläuft. Die relative Abnahme $\Delta I_m/I_m$ der gesamten mittleren Magnetisierung ist demnach:

$$\Delta I_m/I_m=-4V_T/(MLd); \qquad (1)$$

worin V_T nach (4.1.2..2) das Volumen einer T-Struktur ist. Mit (4..2) folgt weiterhin:

$$\Delta I_m/I_m=-(1-x)^2(d/\sqrt{L})\tan\vartheta/(2\sqrt{L}); \qquad (2)$$

worin $(d/\sqrt{L})$ zusammengefaßt ist, da nach §5.3.1. für jeden Magnetisierungswinkel ϑ gilt: $d\sim\sqrt{L}$. Nach (2) geht $\Delta I_m/I_m$ mit steigendem Feld, fallender Temperatur T und wachsender Kristallbreite L zurück. Denn x steigt mit T (vgl.§5.2.2.); d fällt mit ϑ (vgl.§5.1.1.).

ϑ [°]	35.26	31	25	19	13	7
$-\Delta I_m/I_m$	$2.4_{10}{}^{-2}$	$3.4_{10}{}^{-3}$	$6.5_{10}{}^{-4}$	$1.5_{10}{}^{-4}$	$3.0_{10}{}^{-5}$	$3.0_{10}{}^{-6}$

Tab.13 Die relative Abnahme der mittleren Magnetisierung (nach (2)) wegen des Einflusses der AS. T=+20°C; L=0.4 cm; (110)-Blochwand; (vgl.§5.3.2.). BS-Modell wie bei Tab.9.

Aus Tab.13 folgt, daß im vorliegenden BS-Modell (vgl. Tab.9,Fig.11) von der AS her nur bei sehr kleinen Feldern H_i ein Einfluß auf die mittlere Magnetisierung meßbar sein sollte.

5.3.1. Periode d in Abhängigkeit von der Kristallbreite L

Für die Temperatur T=+20°C wird die Periode d für beide Typen der (110)-Wand in Abhängigkeit von der Kristallbreite L und dem Magnetisierungswinkel ϑ berechnet. Für jeden Winkel ϑ läßt sich $d\sim L^e$ ausdrücken.

ϑ [°] \ L [cm]	.2	.4	.8	1.6	e	
35.26	194.0	280.8	404.8	581.7	.528	B
	217.7	315.0	455.2	654.8	.529	N
31	66.8	95.5	136.2	197.4	.520	B
	67.4	96.8	140.4	198.8	.520	N
25	53.6	77.0	110.0	156.5	.516	B
	46.8	67.0	95.6	135.9	.513	N
19	48.7	69.8	99.6	141.7	.514	B
	35.9	51.3	72.9	103.6	.510	N
13	45.0	64.5	91.9	130.8	.514	B
	26.9	38.3	54.4	77.2	.508	N
7	40.1	57.4	81.9	116.5	.513	B
	17.0	24.5	34.9	49.6	.516	N

Tab.14 Die Periode d [µm] für T=+20°C in Abhängigkeit vom Magnetisierungswinkel ϑ und der Kristallbreite L. BS-Modell wie bei Tab.9 B: (110)-Blochwand. N: (110)-Néelwand.

Für beide Wandtypen und alle Magnetisierungswinkel weicht der Exponent e nicht wesentlich von 0.5 ab. Das ergibt gute Übereinstimmung mit den Beobachtungen [19,30,25] (vgl.§1.1.3.).

Nach §2.1. ist demnach in der Abschlußenergie f stets derjenige Beitrag der wesentliche, der proportional d^2 geht. In den Teilenergien f_1 und f_2 sind entsprechend die Beiträge maßgebend, die proportional d_1^2 bzw. d_2^2 gehen (vgl. §5.2.2.). Das sind nach den §§4.1. und 4.2.: Die magnetostatische - und magnetostriktive - Überschußenergie der T-Strukturen an den Winkeln KK sowie die äußere Streufeldenergie des Streifenmusters - und das geometrische Mittel aus Magnetostriktions- und innerer Streufeldenergie - der Keilstruktur am Winkel KV.

5.3.2. Periode d in Abhängigkeit vom effektiven Feld H_i

Auf Grund der ausführlichen Untersuchungen zur Periode d mit Hilfe der Bittertechnik bei Raumtemperatur [19,25] wird die $d(H_i)$-Kurve eines ⟨110⟩-Kristalls der Breite L=0.35 cm, der Höhe M=0.34 cm und der Länge L=8.02 cm als repräsentativ ausgewählt. In [25] ist die betreffende Kurve A bei Axialfeldidealisierung (vgl.§1.1.2.) enthalten. Sie zeigt bei H_i=20 Oe eine Stufe. Die $d(H_i)$-Messungen Z mit Zirkularfeldidealisierung (vgl.§1.1.2.) ergeben einen glatteren Kurvenverlauf mit etwas höheren d-Werten (vgl. Fig.12).

Nach §5.3.1. gilt für alle Felder H_i in guter Näherung $d \sim \sqrt{L}$. In der reduzierten Form $d/\sqrt{L}$ ist deshalb der Vergleich zwischen experimentellen und rechnerischen Ergebnissen am einfachsten und ausreichend genau, wenn die berechneten Werte für L=0.4 cm zugrundegelegt werden.

Der Vergleich ergibt (vgl.Fig.12): Die Kurve B mit (110)-Blochwänden verläuft zwischen den beiden gemessenen $d(H_i)$-Kurven A und Z, die auf die oben erwähnte Weise verschieden eingestellt sind. Allein bei der Stufe in der Gegend von rund 20 Oe weichen beide Meßkurven von der gerechneten Kurve B nach oben ab. Die Kurve N mit (110)-Néelwänden verläuft steiler, weicht also für kleine Felder H_i nach oben, für hohe Felder H_i nach unten von den Messungen ab.

Zumindest das BS-Modell mit der (110)-Blochwand zeigt also bei Raumtemperatur - abgesehen von der Stufe - gute Übereinstimmung mit den quantitativen Beobachtungen.

5.3.3. Periode d in Abhängigkeit von der Temperatur T

Die Periode d hängt nur wenig von der Temperatur T ab, wenn jeweils Werte gleichen Magnetisierungswinkels ϑ bzw. gleichen normierten Feldes H_i/H_i^s verglichen werden (vgl. §1.1.3.).

Die vorliegenden Messungen [29,30] zur Temperaturvariation stammen von Proben mit L=0.4 cm und L=0.38 cm. In den Rechnungen wird deshalb d für L=0.4 cm für mehrere Temperaturen bestimmt.

ϑ[°] \ T[°C]	-100	-50	+0	+20	+50	+100	
35.26	316.9	300.0	287.2	280.8	269.7	246.5	B
	264.2	276.3	302.8	315.0	339.6	382.9	N
35	186.5	200.5	214.2	218.9	223.8	221.9	B
	152.9	182.9	224.7	244.8	280.7	343.4	N
34	110.3	121.4	136.4	143.2	154.9	171.3	B
	87.1	108.3	139.6	156.2	189.3	258.9	N
31	79.7	83.8	92.9	95.5	104.0	119.2	B
	60.4	70.5	87.1	96.8	118.3	166.9	N
25	70.7	71.8	75.2	77.0	80.6	89.0	B
	46.0	51.4	61.5	67.0	78.7	107.0	N
19	64.9	66.1	68.6	69.8	72.1	---	B
	35.8	40.0	47.4	51.3	59.3	---	N
13	58.5	60.5	63.3	64.5	66.4	69.4	B
	19.2	29.7	35.4	38.3	44.2	56.8	N
7	42.1	38.4	55.9	57.4	59.8	62.6	B
	13.0	13.0	22.4	24.5	28.5	36.8	N
1	42.1	49.3	55.7	60.0	61.4	65.5	B
	58.0	60.7	63.6	64.7	66.3	68.2	N

Tab.15 Die Periode d [µm] in Abhängigkeit von der Temperatur T und dem Magnetisierungswinkel ϑ für L=0.4 cm mit (110)-Blochwand(B) und (110)-Néelwand(N).BS-Modell wie bei Tab.9

Nur für $\vartheta = 35.26°$ und im Fall der (110)-Blochwand zeigt sich in d eine mit steigender Temperatur fallende Tendenz. Für kleinere Magnetisierungswinkel ϑ steigt im Fall der (110)-Blochwand d zuerst bei tieferen, später bei höheren Temperaturen leicht an.

Im BS-Modell mit der (110)-Néelwand wächst d für alle ϑ mit der Temperatur. Das liegt im gleichlaufenden Verhalten der Energie der Néelwand selbst begründet (vgl.§5.1.2.3.).

Beim Vergleich mit den vorliegenden Messungen [29,30] (vgl. Fig.13) muß deren vorläufiger Charakter berücksichtigt werden. Dieser kommt darin zum Ausdruck, daß die von [29,30] bei Raumtemperatur mit der Kerrtechnik bestimmte $d(H_i)$-Kurve deutlich unter den von uns [19,25] (vgl.§5.3.2.) mit der Bittertechnik gemessenen verläuft (vgl.Fig.12). In [29,30] können u.a. die zur Kerrtechnik unbedingt notwendige Politur und das Bedampfen mit entspiegelnden Schichten sowie das Aufheizen und Abkühlen um mehrere hundert Grad die Proben verspannt haben. In [29,30] ist auch die von uns eingeführte Zirkularfeldidealisierung (vgl.§1.1.2.) noch unbekannt.

Nach diesen Messungen sinkt d im Intervall $35.26° \geq \vartheta \geq 24°$ bzw. $0 \leq H_i/H_i^S \leq 0.45$ mit steigender Temperatur. Für höhere Felder H_i/H_i^S bzw. kleinere Magnetisierungswinkel ϑ deuten die Messungen aber auf Temperaturunabhängigkeit der Periode d hin. Dort liegen jedoch Messungen nur im Bereich zwischen $-50°C$ und $+50°C$ vor.

Für $H_i/H_i^S = 0$ und $H_i/H_i^S > 0.5$ geben somit die d-Werte des BS-Modells mit der (110)-Blochwand das Temperaturverhalten richtig wieder.

Genau im Bereich der Stufe der $d(H_i)$-Kurve (vgl.§§5.2.1., 5.3.2.) wird der Temperaturgang vom Modell nicht reproduziert. Möglicherweise können wir wegen der gleichen Ursache die Stufe selbst und das Temperaturverhalten der $d(H_i)$-Kurve in diesem Bereich nicht beschreiben. Die ungeklärten Beiträge zu d müssen dann mit steigender Temperatur deutlich abnehmen.

Nach §5.2.1. hat bei Gleichgewicht zwischen Wand- und Abschlußenergie eine ungeklärte Erhöhung der Periode d ihre Ursache entweder in unbekannten Energiebeiträgen zur Grundbereichswand oder in tatsächlich viel kleinerer Abschlußenergie, als eingegeben wird. Die zweite Möglichkeit muß nach unseren umfangreichen Modellanpassungen ausgeschlossen werden. Denn auch von der Berücksichtigung der Drehprozesse im Streufeld der Dipolladungsstreifen (vgl.§3.1.3.) ist z.B. kein großer Effekt zu erwarten, da schon ihre Berücksichtigung bei den viel wesentlicheren inneren Streufeldern in der Energie kaum Gewinn brachte (vgl.§5.1.2.2.). Die erste Möglichkeit hingegen erscheint plausibler. Wenn nämlich die Energie der (110)-Blochwand tatsächlich - z.B. weil sie nicht, wie vorausgesetzt, eben und homogen ist - vergrössert ist, so gehen vermutlich auch diese Zusatzterme proportional $\gamma_o = \sqrt{-AK_1}$ (vgl.§A.2). Das aber ruft das gesuchte Temperaturverhalten der Stufe in den $d(H_i)$-Kurven hervor.

Neben dem Nachweis, daß das BS-Modell mit (110)-Blochwänden im großen und ganzen zutrifft, wird an dieser Stelle jedoch deutlich, daß ein BS-Modell mit (110)-Néelwänden die BS jedenfalls nicht durchgängig für alle Felder und Temperaturen beschreiben kann.

5.3.4. Der Anteil x der KV-AS in Abhängigkeit vom Feld H_i

In [25] sind nur für Raumtemperatur Messungen des Anteils x der KV-AS am gesamten Abschluß in Abhängigkeit vom effektiven Feld H_i bei Axialfeldidealisierung enthalten (vgl.Fig.14). Wir messen x zusätzlich bei Zirkularfeldidealisierung und stellen keinerlei Unterschiede fest.

Nach §5.2.2. kann der gemessene Anteil x nahezu unabhängig von der tatsächlichen Kristallbreite mit dem Anteil der Keilstruktur der BS-Modelle verglichen werden (vgl.Fig.14). Für große und sehr kleine Felder H_i besteht gute Übereinstimmung. Im mittleren Feldbereich (Stufe!) ist im Experiment der Anteil x der KV-AS größer als berechnet werden konnte, wenn der Unterschied auch nicht gerade

schwerwiegend erscheint, da in der Rechnung $x(H_i)$ immerhin bezüglich der H_i-Achse konkav verläuft. Wenn vorausgesetzt wird, daß innerhalb der AS Gleichgewicht herrscht, muß im Bereich der Stufe die KV-AS energetisch im Vergleich zur KK-AS noch günstiger sein, als in die Rechnung eingegeben wird. Daß die Energie der T-Struktur am Winkel KK zu günstig berechnet ist, erscheint nicht denkbar, da sie die Periode richtig beschreibt, wenn sie bei H_i=0 nahezu allein vorliegt. Demnach ist der Mangel im Modell der Keilstruktur zu suchen.

Möglicherweise müßte die x-Abhängigkeit der Keilstruktur besser berücksichtigt werden (vgl.§4.2.4. und §5.1.2.2.). Eigentlich sollte die Keilstruktur nicht nur in der Länge der Keile (vgl.§4.2.3.), sondern in allen geometrischen Größen zum Minimum gemacht werden. Doch stößt das auf unüberwindliche Schwierigkeiten. Eine mikromagnetisch richtige Behandlung der Energie der äußeren Streufelder (vgl.§3.1.3.) kann für die Keilstruktur relativ zur T-Struktur einen Energiegewinn bringen, ohne an der Abschlußenergie insgesamt und der Periode viel zu ändern.

Trotzdem kann auch ohne diese Verbesserungsmöglichkeiten festgestellt werden, daß das an die Beobachtungen angepaßte AS-Modell aus einer T-Struktur am Winkel KK und einer Keilstruktur mit gleichmäßiger Streifenbreite am Winkel KV (vgl. Fig.11) das schnelle Anwachsen des Anteiles von x von 0 bis 1 im steigenden Feld im ganzen richtig beschreibt(vgl.Fig.14).

5.4. Offene Probleme

5.4.1. Experimente zur weiteren Überprüfung der BS-Modelle

In [19,25,30] bleibt für kleine Felder H_i die Abhängigkeit der Periode d von der Breite L der Kristalle ungeklärt (vgl.§§1.1.3.,5.3.1.), da dort bei großen Kristallbreiten das inhomogene entmagnetisierende Feld Einfluß auf die Periode d hat. Diese Beschränkung sollte mit Hilfe breiter, aber ausreichend schlanker Kristalle überwunden werden.

Die Untersuchungen zur Temperaturabhängigkeit der Periode d sollten überall bis nahe der Sättigungsfeldstärke H_i^s unter Ausnutzung neuer Idealisierungsmethoden (vgl.§1.1.2.) wiederholt werden. Der Temperaturgang der Periode d wird für mittlere Magnetisierungswinkel überwiegend von der KV-AS bestimmt, da diese nach den Beobachtungen [25] (vgl. §§5.2.2.,5.3.4.) dort den Hauptteil des Abschlusses übernimmt. Genaue d-Messungen in diesem Bereich geben somit Hinweise auf den Temperaturgang der Energiebeiträge zur KV-AS. Nach den Rechnungen (vgl.§5.2.2.) ist der Anteil x der KV-AS empfindlich von der Temperatur abhängig. Aus Messungen des Temperaturganges von x ergeben sich somit Kenntnisse über das Verhältnis der Energiebeiträge zur KK- bzw. KV-AS.

Genaue Vermessung der Einzelheiten innerhalb der KK-AS kann das Vorliegen einer fast periodischen AS mit parallelen Wänden bestätigen.

Nach §A.2.1.2. ist die (110)-Néelwand besonders bei tiefen Temperaturen und in hohen Feldern günstiger als die (110)-Blochwand. Wir schließen in §5.3.2. durch Vergleich mit den gemessenen $d(H_i)$-Kurven die Néelwand aus. Doch sollten spezifische Experimente klären, welche Wand tatsächlich verwirklicht ist. Nur hoch auflösende Streufeldmessungen mit der elektronenoptischen Schattenmethode (vgl.§1.1.1.) werden über sehr geraden Wand-Oberflächen-Schnitten (vgl. §1.3.1.) an genau orientierten ($\bar{1}10$)-Hauptflächen zwischen der einpoligen Linienladung einer Bloch- und der Dipolladungslinie einer Néelwand unterscheiden können.

5.4.2. Fortführung der Modellrechnungen

Nachdem das in §0. skizzierte Programm im ganzen erfolgreich abgeschlossen ist, haben somit die Vorstellungen und Ansätze der Bereichstheorie am Beispiel des ⟨110⟩-Nickelkristalls eine gute Bestätigung erfahren.

Weitere Verbesserungsmöglichkeiten des BS-Modells lassen sich in zwei Gruppen einteilen: Rechnungen im Rahmen der ebenen Beschreibung des Problems (vgl.§3.1.1.) und solche mit drei Ortskoordinaten.

Zur ersten Gruppe gehören: Die potentialtheoretische Behandlung der Streufeldenergie unter Beobachtung der Wechselwirkung zwischen inneren und äußeren Flächenladungen (vgl.§§4.2.2.1.,4.2.5.3.); die mikromagnetische Berechnung der Einwirkung äußerer Streufelder auf die Magnetisierungsverteilung in der oberflächennahen Schicht (vgl.§3.1.3), wozu auch die Wand-Oberflächen-Schnitte (vgl.§§1.3.) zählen; die vollständige Lösung des Problems der magnetostriktiven Energie unter Berücksichtigung der Einwirkung der AS auf die BS selbst (vgl.§3.1.2.).

In die zweite Gruppe fallen: Entwicklung von Modellen der von der Seitenflächenorientierung abhängigen KK-ASen zylindricher Proben [21]; die Beachtung der "Zopfstruktur" der Dipolladungsstreifen innerhalb der KV-AS (vgl.§§1.2.2., 1.3.2.,4.2.5.); die mikromagnetische Behandlung der verknickten Blochwand (vgl.§A.2.2.).

Das unserem Vorgehen entsprechende Problem beim ⟨100⟩-Nickelkristall [21,103,104] kann nun mit Zuversicht in Angriff genommen werden. Selbstverständlich muß im Fall des ⟨100⟩-Nickelkristalls die Beschränkung auf ein ebenes Problem fallengelassen werden. Schon bei der Diskussion der Grundstruktur ist der magnetostriktive Beitrag zu berücksichtigen [103].

Besonders reizvoll ist es, auf Grund der hier gewonnenen Vorstellungen über die Bedeutung der Streufelder im Abschluß stabförmiger Einkristalle mit periodischer Plattenstruktur den Néelschen ⟨110⟩-Eiseneinkristall [27] neu zu berechnen.

6. Zusammenfassung

Es galt, für die einfache, periodische Plattenstruktur des ⟨110⟩-Nickelkristalls aus den Ansätzen der Bereichstheorie eine Abschlußstruktur zu entwickeln, die die Beobachtungen von Grund- und Abschlußstruktur bei Variation der Parameter qualitativ und quantitativ wiedergibt.

Das gelingt, wenn die Abschlußstruktur sich mit dem Magnetfeld ändert und schon von kleinen Feldern an mehr und mehr über innere Streufelder wirkt, die wegen der Drehprozesse in den Grundbereichen gegenüber äußeren begünstigt sind.

Diese bevorzugte Abschlußstruktur besteht aus vorwärts magnetisierten Keilen, hat ihren Ort am konvexen Winkel der Plattenstruktur und verringert zur Seitenfläche hin die Periode durch weitere Keile, so daß die Energie des äußeren Abschlusses herabgesetzt wird.

Die Abschlußstruktur am konkaven Winkel ist eine rücklaufende Plattenstruktur im Kleinen, weshalb sie für den äußeren Abschluß ebenfalls wenig, im Inneren aber magnetostatische Energie benötigt.

Die Bereichsstruktur-Modelle werden bei geringfügigen Vereinfachungen numerisch vollständig berechnet. Parameter sind: Temperatur, Feld, Kristallbreite und Typ der Grundbereichszwischenwand. Unter verschiedenen Modellen wird das mit dem geringsten Energiebedarf ausgewählt.

Beim Vergleich mit den Messungen der Periode der Plattenstruktur und des Anteils der Struktur des konvexen Winkels am gesamten Abschluß wird schließlich zufriedenstellende Übereinstimmung festgestellt, wenn als Grundbereichszwischenwand nur die (110)-Blochwand zugelassen wird.

Experimente zur Einstellung reproduzierbarer Gleichgewichts-Bereichsstrukturen erweisen die Notwendigkeit einer Glühbehandlung der Proben bei sehr hohen Temperaturen (1200°C). Im gleichen Zusammenhang wird die Zirkularfeldidealisierung neu eingeführt.

Mit Hilfe der Bitter-Technik werden bei Normalfeldüberlagerung hoch auflösende Untersuchungen der Wand-Oberflächen-Schnitte angestellt. Auf den Seitenflächen trennen die Wände am konvexen Winkel jeweils einen Dipolladungsstreifen mit vorlaufendem Streufeld und sind stets kleinperiodisch verknickt. Auf den Hauptflächen liegt den Bitter-Streifen keine Linienladung eines Vorzeichens, sondern eine stückweise wechselnden Vorzeichens zugrunde.

Alle wichtigen Bereichswände der Nickelkristalle werden berechnet. Die Parameter sind der Magnetisierungswinkel und die Temperatur. Bei den Grundbereichszwischenwänden des ⟨110⟩- und des ⟨100⟩-Kristalls werden Bloch-, Néel- und verknickte Blochwände verglichen. Bei tiefen Temperaturen und kleinen Magnetisierungswinkeln können Néelwände günstiger sein als Blochwände.

Literaturverzeichnis

1) F.Bitter, Phys.Rev.38,1903-1905(1931).
2) F.Bitter, Phys.Rev.41, 507-515 (1932)
3) L.W.McKeehan und W.C.Elmore, Phys.Rev.46,226-228u.529-531(1934).
4) S.Kaya und J.Sekiya, Z.Phys.96, 53-61 (1935).
5) R.M.Bozorth und J.G.Walker, Phys.Rev.79, 888 (1950).
6) L.F.Bates und G.W.Wilson, Proc.Phys.Soc.A64, 691-695 (1951).
7) M.Yamamoto und T.Iwata, Phys.Rev.81, 887-888 (1951).
8) U.M.Martius,K.V.Gow und B.Chalmers, Phys.Rev.82,106-107(1951).
9) H.J.Williams und J.G.Walker, Phys.Rev.83, 634-636 (1951).
10) L.F.Bates und G.W.Wilson, Proc.Phys.Soc.A66, 819-822 (1953).
11) M.Yamamoto und T.Iwata, Sci.Rep.RITUA5, 433-459 (1953).
12) W.Stephan, Exp.Techn.Phys.3, 1-13 (1955).
13) U.M.Martius und K.V.Gow, Canad.J.Phys.33, 225-234 (1955).
14) T.Iwata und M.Yamamoto, Sci.Rep.RITUA8, 293-312 (1956).
15) G.W.Wilson, Proc.Phys.Soc.A66, 840-841 (1953)
16) I.Kociński, Acta Phys.Polon.18, 169-189 (1959).
17) H.Spreen,Dipl.-Arb.,II.Phys.Inst.,Univ.München, 1962.
18) Ch.Schwink und H.Spreen,phys.stat.sol.10, 57-74 (1965).
19) O.Grüter, Dipl.-Arb.,II.Phys.Inst.,Univ.München, 1964.
20) O.Grüter, unveröffentlicht, 1966.
21) H.Spreen,Dissert.,Sektion Physik,Univ.München, 1966 (vgl.[115,116])
22) G.Dedié,Dipl.-Arb.,II.Phys.Inst.,Univ.München, 1966.
23) Ch.Schwink und G.Dedié, Z.angew.Phys.21, 338-342 (1966).
24) Ch.Schwink, H.Spreen, E.Bungenstab, G.Dedié und O.Grüter, IEEE Trans.Magn.Mag-2, 503-506 (1966).
25) Ch Schwink und O.Grüter, phys.stat.sol.19, 217-229 (1967).
26) L.Landau und E.Lifshitz, Phys.Z.Sowjet.8, 153-169 (1935)
27) L.Néel,J.phys.rad. [8] 5, 241-251 (1944), 265-276 (1944).
28) A.Hubert, Dissert.,I.Phys.Inst.,Univ.München, 1965.
29) H.Frey, Dipl.-Arb.,II.Phys.Inst.,Univ.München, 1964.
30) H.Frey, O.Grüter, D.Krause und Ch.Schwink, Z.angew.Phys.18, 461-464 (1965).
31) U.Patz, Dipl.-Arb.,II.Phys.Inst.,Univ.München, 1966.
32) D.Krause und U.Patz, Z.angew.Phys.21, 342-345 (1966).
33) L.Néel, Cah.phys.25, 1-21 (1944).
34) L.v.Hámos und P.A.Thiessen, Z.Phys.71, 442-444 (1931).
35) W.C.Elmore, Phys.Rev.54, 309-310 (1938).
36) W.C.Elmore, J.Appl.Phys.10, 724 (1939)
37) H.J.Williams, F.G.Foster und E.A.Wood, Phys.Rev.82, 119-120 u. 773 (1951).

38) C.A.Fowler und E.M.Fryer, Phys.Rev.86, 426 (1952).
39) L.H.Germer, Phys.Rev.62, 295 (1942).
40) L.Marton, J.Appl.Phys.19, 687-688 (1948).
41) S.H.Lachenbruch,Phys.Rev.73, 1244 (1948).
42) W.Rollwagen und Ch.Schwink, Optik 10, 525-530 (1953).
43) L.Mayer, J.Appl.Phys.26, 1228-1230 (1955).
44) Ch.Schwink, Optik 12, 481-496 (1955).
45) M.Blackman und E.Grünbaum, Proc.Roy.Soc.A241, 508-521 (1957).
46) Ch.Schwink, Z.Phys.161, 560-578 (1961).
47) H.Murrmann und Ch.Schwink, Z.angew.Phys.13, 189-191 (1961).
48) Ch.Schwink und H.Murrmann, Z.angew.Phys.13, 192-193 (1961).
49) H.Murrmann, Z.Phys.165, 305-321 (1961).
50) Ch.Schwink,H.Murrmann und H.Spreen, Z.angew.Phys.14,766-767(1962).
51) Ch.Schwink, Z.Phys.173, 542-551 (1963).
52) H.Murrmann und Ch.Schwink, Z.Phys.174, 536-545 (1963).
53) O.Grüter, H.-J.Hafner, H.Murrmann und Ch.Schwink, Z.angew.Phys. 18, 464-466 (1965).
54) H.-J.Hafner, Dipl.-Arb.,II.Phys.Inst.,Univ.München,1965.
55) O.Schärpf, Dissert.,Sektion Physik,Univ.München, 1967.
56) P.Offermann, Dipl.-Arb.,Sektion Physik,Univ.München, 1968.
57) E.Bungenstab, Dipl.-Arb.,Sektion Physik,Univ.München,1966.
58) K.J.Sixtus, Phys.Rev.51, 870-877 (1937).
59) N.S.Akulov, Z.Phys.54, 582 (1929).
60) H.J.Williams, R.M.Bozorth und W.Shockley, Phys.Rev.75,155-178 (1949).
61) C.Kittel, Phys.Rev.70, 965-971 (1946).
62) D.H.Martin, Proc.Phys.Soc.B70, 77-84 (1957).
63) E.Lifshitz, J.Phys.(Ac.Sc.USSR)8, 337-346 (1944) u. Z.éksp.teor.fiz.15, 97-107 (1945).
64) Y.Takata,J.Phys.Soc.Japan 18, 87-93 (1963).
65) W.Shockley, Phys.Rev.73, 1246 (1948).
66) C.Kittel, Rev.Mod.Phys.21, 541-583 (1949).
67) C.Kittel und J.K.Galt, Sol.State Phys.3, 437-564 (1956).
68) L.Špaček, Czech.J.Phys.6, 256-268 (1956).
69) W.M.Bergmann, Z.angew.Phys.8, 559-561 (1956).
70) M.Fox und R.S.Tebble, Proc.Phys.Soc.72, 765-769 (1958)und Proc.Phys.Soc.73, 325 (1959).
71) L.Špaček,Czech.J.Phys.9, 186-199 (1959).
72) L.Špaček, Czech.J.Phys.9, 200-214 (1959).
73) C.Kooy und U.Enz, Philips Res.Repts.15, 7-29 (1960).
74) R.Gemperle, E.V.Shtolts und M.Zelený,phys.stat.sol.3, 2015-2028 (1963).

75) Chikazumi und S,H.Charap; Physics of Magnetism, New York-London-Sydney, 1964.
76) J.Kranz, A.Hubert und R.Müller, Z.Phys.180, 80-90 (1964).
77) D.J.Craik und R.S.Tebble; Ferromagnetism and Ferromagnetic Domains, Amsterdam, 1965.
78) W.F.Brown,Jr.; Magnetostatic Principles in Ferromagnetism, Amsterdam 1962.
79) W.F.Brown,Jr.; Micromagnetics,New York-London, 1963.
80) W.F.Brown,Jr.; Magnetoelastic Interactions, Berlin-Heidelberg-New York, 1966.
81) A.Holz, Z.angew.Phys.23, 170-173 (1967).
82) H.Kronmüller, Z.angew.Phys.23, 130-146 (1967).
83) J.B.Goodenough, Phys.Rev.102, 356-365 (1956).
84) J.Kaczér, JETP(USSR) 46, 1787-1792 (1964 u. Sov.Phys.JETP 19, 1204-1208 (1964).
85) G.Rieder, Abh.Braunschweig.Wiss.Ges.11, 20-51 (1959).
86) z.B.H.Kronmüller, in:A.Seeger, Moderne Probleme der Metallphysik II, Berlin-Heidelberg-New York,1966,S.24-156.
87) P.Weiss und R.Forrer, Ann.Phys.(Paris)[10] 5, 153-213 (1926).
88) P.Weiss und G.Foex, Intl.Crit.Tables 6, 366 (1929).
89) M.Fallot, Ann.Phys.(Paris)[11] 6, 305-387 (1936).
90) P.Weiss, Extr.Actes VII,Cong.Int.Froid 1, 508 (1937).
91) R.Becker und W.Döring; Ferromagnetismus, Berlin 1939.
92) R.M.Bozorth; Ferromagnetism, New York, 1951.
93) nach:Z.Frait, phys.stat.sol.2, 1415-1459 (1962).
94) G.A.Alers, J.R.Neighbours und H.Sato, Phys.Chem.Sol.13, 40-55 (1960).
95) W.D.Corner und G.Hunt, Proc.Phys.Soc.A68, 133-144 (1955) u. W.D.Corner u.F.Hutchinson,Proc.Phys.Soc.72,1049-1052 (1958).
96) R.W.DeBlois, J.Appl.Phys.36, 1647-1658 (1965).
97) R.W.DeBlois, J.Vac.Sci.Technol.3, 146 (1966).
98) R.W.DeBlois, J.Appl.Phys.38, 1291 (1967).
99) R.W.DeBlois; Ferromagnetic Domain Studies in Highly Perfect Metal Platelets and Whiskers, New York, 1967.
100) R.W.DeBlois, in: F.Keffer,Scientific American 217, 222-234 (1967).
101) L.F.Bates, J.Inst.Metals 82, 417-425 (1953/54).
102) L.F.Bates, Endeavour 16, 151-160 (1957).
103) H.Spreen und Ch.Schwink, phys.stat.sol.16, K45-K49 (1966).
104) P.Bammes, Dipl.-Arb.,Sektion Physik,Univ.München, 1967.

105) L.Néel, Compt.rend.241, 533 (1955).
106) B.A.Lilley, Phil Mag.[7] 41, 792-813 (1950).
107) L.Špaček,Ann.Phys.(Leipzig)[7] 5, 217-228 (1960).
108) W.J.Ziętek, Acta Phys.Polon.25, 117-138 (1964).
109) A.Wachniewski,Acta Phys.Polon.29, 437-462 (1966).
110) A.Wachniewski, Acta Phys.Polon 30, 647-655 (1966).
111) A.Wachniewski, und W.J.Ziętek, Acta Phys.Polon.32, 93-110 (1967).
112) J.Kaczér und R.Gemperle, Czech.J.Phys.B11, 157-170 (1961).
113) G.Rieder, Z.Naturf.14a,96 (1959).
114) W.Stephan, Exp.Techn.Phys.5, 145-162 (1957).
115) H.Spreen, phys.stat.sol.24, 413-429 (1967).
116) H.Spreen, phys.stat.sol.24, 431-441 (1967).

A. Bereichswände in Nickelkristallen

A.1. Welche Bereichswände sind zu berechnen?

Landau und Lifshitz [26] berechnen die Energie einer 180°-Wand parallel zur leichten Richtung eines magnetisch einachsigen Materials. Lifshitz [63] berechnet die 180°-Wände in Eisen in Abhängigkeit vom Winkel zwischen Wand und (100)-Ebene.

Néel [33] verallgemeinert die Forderung für beliebige Blochwände: Die Normalkomponenten der Magnetisierungsrichtungen sollen bezüglich der Wandebene beiderseits und innerhalb der Wand konstant sein. Dadurch ist jegliche Magnetisierungsdivergenz ausgeschlossen. Mit Hilfe des Formalismus [91] berechnet Néel die Energien einiger kristallographisch ausgezeichneter 90°- und 180°-Blochwände in Eisen. Zugleich führt er ein zusätzliches, seither wenig beachtetes Auswahlkriterium unter den Blochwänden ein: Von den 90°-Blochwänden in Eisen ist die (110)-Wand ausgezeichnet, die senkrecht auf der von den benachbarten Magnetisierungsrichtungen aufgespannten (001)-Ebene steht. Denn nur sie erzeugt keine weitreichenden magnetostriktiven Spannungen. Dieses Auswahlkriterium erweitert Rieder [85] für Blochwände in Nickel und Eisen (Blochwand II.Art).

Daß die Blochwand energetisch vor anderen stetigen Übergangsschichten ausgezeichnet ist, rechnet Néel [33] am Beispiel einer 180°-Wand nach: Die Normalkomponenten der benachbarten Magnetisierungsrichtungen sollen weiterhin gleich sein. Der Übergang innerhalb der Wand soll jedoch in einer Ebene ablaufen, die von den benachbarten Magnetisierungsrichtungen aufgespannt wird und auf der Wandebene senkrecht steht. Dadurch werden innerhalb der Wand Ladungen beider Vorzeichen und Streufelder erzeugt (Néelwand [33,105]!). Die Néelwand benötigt in diesem Beispiel das Zwölfache der Blochwandenergie. Seither werden im massiven Material durchweg nur Blochwände diskutiert.

Lilley [106] gibt Energien von 71°-, 109°- und 180°-Blochwänden verschiedener Orientierungen für den abmagnetisierten Nickelkristall an. Er setzt $K_2/K_1=0$ (vgl. §1.1.3.). Die (110)-Wand senkrecht zur $(\bar{1}10)$-Magnetisierungsebene übersieht er.

Kociński [16] berechnet 1959 für Nickel die (100)- und die (110)-Blochwand, beide senkrecht zur jeweiligen Magnetisierungsebene, in Abhängigkeit vom Feld, das jeweils senkrecht zur Wand gerichtet ist ($K_2/K_1=0$).
Die (110)-Wand wird falsch berechnet.

Špaček [107] erweitert die Ansätze für den abmagnetisierten Nickelkristall, indem er alle erlaubten Blochwandorientierungen unter Hinzunahme von K_2 vergleicht. Er diskutiert, in welchen Fällen durch verknickte Wände Vorteile erzielt werden können. Das zugrungegelegte Verhältnis: $K_2/K_1=-1.47$ ist überholt. Heute gilt: $K_2/K_1=+0.4$ (vgl. §1.1.3.).

Schwink und Spreen [17,18] berechnen schließlich die (110)-Wand des ⟨110⟩-Nickelkristalls senkrecht zur $(\bar{1}10)$-Magnetisierungsebene in Abhängigkeit vom Feld ($K_2/K_1=0$).

Ziętek und Wachniewski [108-111] bestätigen die Ergebnisse von [106,16,107, 17,18], bezüglich des abmagnetisierten Nickels ($K_2/K_1=0$).

In Anlehnung an [107] sollen - jetzt auch feldabhängig - benachbarte Blochwandorientierungen - unter Beachtung des magnetostatischen Energiegewinns (vgl. [112]) - mit den nach [85] ausgezeichneten Blochwänden verglichen werden. Nach [16] und [113] vernachlässigen wir in den Wandenergien den Beitrag der magnetostriktiven Überschußenergie.

Für die Energien γ_B und γ_N der Bloch- bzw. Néelwand gelten:

$$\gamma_B = 2\sqrt{A}\sin\vartheta_s \cdot \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{f_B(x)}\,dx \quad ; \tag{1}$$

$$\gamma_N = 2\sqrt{A}\int_{x_1}^{x_2} \sqrt{f_N(x)}\,dx \quad ; \tag{2}$$

worin A die Konstante der Austauschenergie (vgl.Tab.1) ist.

ϑ_0 ist der innerhalb der Blochwand konstante Polarwinkel bezüglich einer zur Wandebene senkrechten Achse; φ_1 und φ_2 sind die Azimutalwinkel der Magnetisierungsrichtungen in den benachbarten Bereichen. Im Fall der Néelwand sind ϑ_1 und ϑ_2 die entsprechenden Polarwinkel.

$f_{ü}(\varphi)$ und $f_{ü}(\vartheta)$ sind die bei konstantem Polarwinkel ϑ_0 bzw. Azimutalwinkel φ_0 vom Azimutalwinkel φ bzw. Polarwinkel ϑ abhängigen Überschußenergiedichten in der Bloch- bzw. Néelwand. ϑ_0 bzw. φ_0 werden durch Wand- und Magnetisierungsebene bestimmt. $f_{ü}(\varphi)$ und $f_{ü}(\vartheta)$ sind keine Funktion der Ableitungen von φ bzw. ϑ.

A.2. Die (110)-Wand senkrecht zur ($\bar{1}$10)-Magnetisierungsebene des ⟨110⟩-Kristalls

A.2.1. Ebene (110)-Wand

Die Polarachse liegt in ⟨110⟩-Richtung; der Azimutalwinkel φ wird von der (001)-Ebene aus gemessen. In diesem Koordinatensystem lauten die Richtungskosinus α_i bezüglich der Gitterachsen:

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= (\sin\vartheta\cdot\cos\varphi + \cos\vartheta)/\sqrt{2}\,; \\ \alpha_2 &= (-\sin\vartheta\cdot\cos\varphi + \cos\vartheta)/\sqrt{2}\,; \\ \alpha_3 &= \sin\vartheta\cdot\sin\varphi\ . \end{aligned} \qquad (1)$$

Die Kristallanisotropieenergie $f_{an}(\alpha_1,\alpha_2,\alpha_3)$ wird definiert nach [59] (vgl.§1.1.3):

$$f_{an} = K_1(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_3^2\alpha_1^2) + K_2(\alpha_1^2\alpha_2^2\alpha_3^2). \qquad (2)$$

A.2.1.1. (110)-Blochwand

Da das effektive Feld H_i in Richtung der Wandnormalen ⟨110⟩ liegt und innerhalb der Blochwand der Polarwinkel konstant bleibt, ist die magnetostatische Energiedichte überall konstant.

Magnetisierungsdivergenzen treten in einer Blochwand nicht auf; magnetostriktive Beiträge vernachlässigen wir (vgl.§A.1.); bleibt also als Überschußenergie $f_{ü}(\varphi)$ allein die Anisotropieenergie.

Unter Beachtung von (A.2.1.1, A.2.1.2) folgt nach Substitution:

$$\gamma_B = 2\gamma_0 \sin^2\vartheta_0 \cdot \int_0^{\infty} \left((6 - 7\sin^2\vartheta_0 + k_2\cos^2\vartheta_0) - (3\sin^2\vartheta_0 + (1 - 4\cos^2\vartheta_0 - 3\cos^4\vartheta_0)k_2)x^2 + k_2\sin^4\vartheta_0 \cdot x^4 \right)^{1/2} dx \quad (1)$$

mit: $k_2 = K_2/K_1$; und : $\gamma_0 = \sqrt{-AK_1}$. (2)

In [17,18] wird (1) für $k_2=0$ gelöst.

Die Beziehung (1) wird mit $k_2 = 0.4$ (vgl.§1.1.3.) numerisch integriert und in der Form γ_B/γ_0 tabelliert (vgl.Tab.16).

ϑ_M [°] \ T [°C]	γ_N/γ_0						γ_B/γ_0
	-100	-50	+0	+20	+50	+100	
35.26	8.411-1	1.052+0	1.408+0	1.611+0	2.049+0	3.161+0	1.257+0
34	7.608-1	9.493-1	1.268+0	1.450+0	1.844+0	2.843+0	1.209+0
31	5.882-1	7.304-1	9.719-1	1.110+0	1.409+0	2.170+0	1.079+0
28	4.414-1	5.457-1	7.235-1	8.255-1	1.046+0	1.609+0	9.373-1
25	3.195-1	3.933-1	5.198-1	5.925-1	7.500-1	1.152+0	7.889-1
22	2.210-1	2.711-1	3.572-1	4.068-1	5.143-1	7.891-1	6.402-1
19	1.443-1	1.764-1	2.318-1	2.638-1	3.331-1	5.106-1	4.970-1
16	8.714-2	1.063-1	1.393-1	1.584-1	1.999-1	3.061-1	3.644-1
13	4.719-2	5.742-2	7.513-2	8.537-2	1.076-1	1.647-1	2.473-1
10	2.164-2	2.629-2	3.434-2	3.900-2	4.915-2	7.517-2	1.495-1
7	7.465-3	9.056-3	1.182-2	1.342-2	1.690-2	2.583-2	7.440-2
4	1.398-3	1.694-3	2.210-3	2.508-3	3.158-3	4.826-3	2.454-2
1	2.193-5	2.654-5	3.446-5	3.921-5	4.939-5	7.550-5	1.541-3

Tab.16 Energie der (110)-Wand senkrecht zur ($\bar{1}10$)-Magnetisierungsebene in Abhängigkeit von der Temperatur T und dem Magnetisierungswinkel ϑ_0. γ_B Blochwand; γ_N Néelwand; $\gamma_0 = \sqrt{-KA}$. 8.411/-1 bedeutet: $8.411 \cdot 10^{-1}$.

A.2.1.2. (110)-Néelwand

In der Überschußenergie $f_{ü}(\vartheta)$ der Néelwand kommen zu der Anisotropie- noch Streufeld- und magnetostatische Energie hinzu. Magnetostriktive Beiträge werden vernachlässigt. Wenn der Übergang auf dem kurzen Weg über die ⟨110⟩-Feldrichtung hinweg erfolgt, ist die magnetostatische Energie sogar negativ.

Aus Symmetriegründen liegt das Streufeld H_{St} in ⟨$\bar{1}\bar{1}0$⟩-Richtung. Nach [33] ist die Streufeldenergiedichte innerhalb der Wand:

$$H_{St}^2/(8\pi) = 2\pi I^2 (\cos\vartheta - \cos\vartheta_0)^2. \quad (1)$$

Die numerisch integrierte Energiedichte γ_N der (110)-Néelwand wird mit $k_2 = 0.4$ in der Form γ_N/γ_0 tabelliert (vgl.Tab.16).

γ_w/γ_o erweist sich als temperaturabhängig, weil nicht mehr alle Beiträge der Überschußenergie $f_ü$ proportional K_1 sind.

Die Ergebnisse zeigen, daß mit fallender Temperatur und wachsendem Feld die (110)-Néelwand energetisch günstiger wird als die (110)-Blochwand.

A.2.2. Geknickte Blochwand

Zwischen zwei Grundbereichen des ⟨110⟩-Kristalls ist die (110)-Blochwand senkrecht zur ($\bar{1}$10)-Magnetisierungsebene nicht die einzig mögliche;vielmehr sind alle Wände, die die ⟨001⟩-Richtung enthalten denkbar [33]. Aus magnetostriktiven Gründen muß die Wand als ganze in der (110)-Ebene verlaufen (vgl.[85]). Es interessieren also nur periodische Verknickungen um die (110)-Ebene herum, wobei sich die Wandfläche vergrößert.

Bei der um die (110)-Ebene herum verknickten Wand wird in [107] nicht beachtet, daß die benachbarten Bereiche, die zahnstangenartig ineinandergreifen, gegeneinander magnetostriktiv verzerrt sind und daß jede Knickstelle eine magnetische Linienladung durch den ganzen Kristall hindurch trägt (vgl.[114] und [28]). Denn von Wandstück zu Wandstück muß beiderseits einer Knickstelle der Drehsinn der Blochwand verschieden sein. Nur so bleibt der Integrationsweg und die Wand jeweils energetisch günstig. Wegen der magnetostatischen Energie wird dieser Effekt in Magnetfeldern besonders wichtig.

Im Innern des Kristalls ist also mit einer verknickten Wand ein Gitter alternierender Linienladungen (Néellinien!) verknüpft, positiv geladen an den Knicken in ⟨110⟩-, negativ an den Knicken in ⟨$\bar{1}$10⟩-Richtung.

Die Berechnung der Zusatzenergien einer Verknickung - Magnetostriktions- und Streufeldenergie - wird hier unterlassen (vgl. jedoch Abschätzungen in [28]).

ϑ_o ist der Magnetisierungswinkel, gemessen in der ($\bar{1}$10)-Ebene zur ⟨110⟩-Achse.

Ψ ist der Kippwinkel zwischen Blochwand und $(\bar{1}10)$-Magnetisierungsebene. Die (110)-Blochwand wird durch $\Psi = \pi/2$ beschrieben.

ϑ ist der innerhalb der verkippten Blochwand konstante Polarwinkel bezüglich der zur jeweiligen Wandebene senkrechten Polarachse.

φ ist Azimutalwinkel und Integrationsvariable und wird von der (001)-Ebene aus gemessen.

β_1 und β_2, die Integrationsgrenzen, sind ebenso wie der Polarwinkel ϑ von den unabhängigen Variablen ϑ_0 und Ψ abhängig:

$$\tan\beta = \tan\vartheta_0 / \cos\Psi \; ; \qquad \cos\vartheta = \cos\vartheta_0 \cdot \sin\varphi \; . \qquad (1)$$

In diesem Koordinatensystem werden die Richtungskosinus α_i bezüglich der Kristallachsen folgendermaßen ausgedrückt:

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= \cos(\Psi-\pi/4)\cdot\sin\vartheta\cdot\cos\varphi + \sin(\Psi-\pi/4)\cdot\cos\vartheta \; , \\ \alpha_2 &= -\sin(\Psi-\pi/4)\cdot\sin\vartheta\cdot\cos\varphi + \cos(\Psi-\pi/4)\cdot\cos\vartheta \; , \qquad (2) \\ \alpha_3 &= \sin\vartheta\cdot\sin\varphi \; . \end{aligned}$$

ϑ_0 [°] \ Ψ [°]	0	20	40	50	60	80	90	$g_B/(g_B \sin\Psi)_{\Psi=\pi/2}$
35.26	4.98-1	5.11-1	5.58-1	6.05-1	6.80-1	9.88-1	1.26+0	7.85-1
34	4.56-1	4.67-1	5.11-1	5.55-1	6.25-1	9.28-1	1.21+0	7.22-1
31	3.61-1	3.70-1	4.05-1	4.44-1	5.00-1	7.82-1	1.08+0	5.75-1
28	2.77-1	2.83-1	3.10-1	3.38-1	3.87-1	6.37-1	9.37-1	4.42-1
25	2.04-1	2.09-1	2.29-1	2.50-1	2.87-1	5.00-1	7.89-1	3.26-1
22	1.43-1	1.47-1	1.61-1	1.76-1	2.03-1	3.73-1	6.40-1	2.29-1
19	9.46-2	9.69-2	1.06-1	1.16-1	1.35-1	2.62-1	4.97-1	1.52-1
16	5.78-2	5.92-2	6.48-2	7.11-2	8.28-2	1.70-1	3.64-1	9.28-2
13	3.16-2	3.23-2	3.54-2	3.88-2	4.54-2	9.82-2	2.47-1	5.07-2
10	1.46-2	1.49-2	1.63-2	1.79-2	2.10-2	4.77-2	1.50-1	2.34-2
7	5.05-3	5.17-3	5.66-3	6.22-3	7.29-3	1.72-2	7.44-2	8.12-3
4	9.54-4	9.71-4	1.06-3	1.17-3	1.37-3	3.33-3	2.45-2	1.52-3
1	1.50-5	1.52-5	1.67-5	1.83-5	2.15-5	5.29-5	1.54-3	2.39-5

Tab.17 Energie der um ⟨001⟩ gedrehten Blochwand in Abhängigkeit vom Magnetisierungswinkel ϑ_0. Neigungswinkel Ψ ist auf die $(\bar{1}10)$-Magnetisierungsebene bezogen.

Die numerische Integration wird für alle Magnetisierungswinkel ϑ_0 und Kippwinkel Ψ ausgeführt. Die Ergebnisse werden in der Form g_B/g_0 tabelliert (vgl.Tab17). Wenn durch einen Faktor $(1/\sin\Psi)$ der Vergrößerung der Wandfläche bei der Verknickung um die pauschale Wandorientierung (110) Rechnung getragen wird, hat $g_B/\sin\Psi$ bei $\Psi = 50^\circ$, bei einer

Auslenkung um 40° aus der (110)-Ebene heraus, für alle Feldwerte ein tiefes Minimum (ähnlich wie in [107] für $H_i = 0$). Der Energiegewinn dieser um die (110)-Ebene herum geknickten Wand gegenüber der glatten (110)-Blochwand steigt von 37.5% bei $H_i = 0$ ($\vartheta_o = 35.26^{\circ}$) bis auf 98.5% bei $H_i \rightarrow H_i^s$ ($\vartheta_o = 1^{\theta}$). Dieser Gewinn ist jedoch nur scheinbar, bleibt doch offen, wieviel Energie zugleich für die Streufelder der Néel-Linien und die magnetostriktive Verzerrung benötigt wird. Falls dadurch außerdem die Wandverkippung gehemmt wird, erreicht die Wandenergiedichte selbst möglicherweise gar nicht das recht scharfe Energieminimum.

A.3. Blochwände in der AS des ⟨110⟩-Nickelkristalls

A.3.1. (001)-Blochwand

Die benachbarten Bereiche sind bei angelegtem Feld magnetostatisch nicht gleichberechtigt, da das Feld parallel zur Wand in ⟨110⟩-Richtung liegt und die Magnetisierung eines Bereiches einen Winkel größer als $\pi/2$, die des anderen einen Winkel kleiner als $\pi/2$ mit der ⟨110⟩-Richtung bildet. Die magnetostatische Energie wird deshalb im Zusammenhang mit der Abschlußenergie behandelt. Der Einzige Beitrag zur Überschußenergie $f_{ü}$ innerhalb der Wand ist also die Anisotropieenergie.

Die Wandenergiedichteγlautet in Abhängigkeit vom Magnetisierungswinkel ϑ_o des ⟨110⟩-Kristalls (vgl.Tab.18):

$$\gamma_2 = 2\gamma_0 \cos^3\vartheta_o \,(1 + k_2 \sin^2\vartheta)^{1/2} \quad . \qquad (1)$$

ϑ_o durchläuft in (1) das Intervall $35.26^{\circ} \geq \vartheta_o \geq 0^{\circ}$.

ϑ_o [°]	γ_2 / γ_0	γ_3 / γ_0
35.26	1.159	2.100
34	1.2088	2.1314
31	1.3247	2.1839
28	1.4361	2.2127
25	1.5411	2.2216
22	1.6383	2.2138
19	1.7261	2.1930
16	1.8033	2.1623
13	1.8688	2.1255
10	1.9217	2.0867
7	1.9614	2.0501
4	1.9874	2.0200
1	1.9992	2.0018

Tab.18 Energien γ_2 und γ_3 der (001)- und 180°-Blochwand senkrecht zur $(\bar{1}10)$-Magnetisierungsebene in Abhängigkeit vom Magnetisierungswinkel ϑ_o.

A.3.2. 180°-Blochwand senkrecht zur $(\bar{1}10)$-Magnetisierungsebene

Hier dreht sich während des Aufmagnetisierens ($\vartheta_0 \to 0$) das Polarkoordinatensystem mit der Wand.

Der Polarwinkel ist für eine 180°-Wand konstant $\pi/2$.

φ sei der Azimutalwinkel gemessen von der stets in der Wand enthaltenen $\langle\bar{1}10\rangle$-Richtung. Die Richtungskosinus α_i drücken sich dann aus:

$$\alpha_1 = (-\cos\vartheta_0 \cdot \sin\varphi + \cos\varphi)/\sqrt{2};$$
$$\alpha_2 = (\cos\vartheta_0 \cdot \sin\varphi + \cos\varphi)/\sqrt{2}; \qquad (1)$$
$$\alpha_3 = \sin\vartheta_0 \cdot \sin\varphi$$

Einziger Beitrag zu $f_{ü}$ ist wieder die Anisotropieenergie.
Wenn eine Substitution ausgeführt wird, gilt über die Wandenergie γ_3:

$$\gamma_3 = 2\gamma_0 \int_0^1 \Big((2-3\sin^2\vartheta_0 + k_2\cos^4\vartheta_0)\sin^2\vartheta_0 + (4-4\sin^2\vartheta_0 - 3\sin^4\vartheta_0 - k_2(1-\cos^4\vartheta_0)\sin^2\vartheta_0)x^2 + k_2(1+\cos^2\vartheta_0)(1-\cos^2\vartheta_0)x^4 \Big)^{1/2} dx. \qquad (2)$$

Mit $k_2 = 0$ (vgl.A.2.1.1..2) läßt sich die Integration (2) einfach ausführen:

$$\gamma_3 = \gamma_0 (2-3\sin^2\vartheta_0)^{1/2} \left\{ (2+2\sin^2\vartheta_0)^{1/2} + (\sin^2\vartheta_0/(2+\sin^2\vartheta_0)^{1/2}) \ln \left(\frac{(2+\sin^2\vartheta_0)^{1/2} + (2+2\sin^2\vartheta_0)^{1/2}}{\sin\vartheta_0} \right) \right\} \qquad (3)$$

Aus (3) folgt mit $\sin^2\vartheta_0 = 1/3$ - die 180°-Wand liegt dann in einer (112)-Ebene - der Wert: $\gamma_3/\gamma_0 = 2.004$ in Übereinstimmung mit [106].

Die Integration von (2) mit dem Wert $k_2 = 0.4$ erfolgt der Einfachheit halber numerisch. Die Ergebnisse sind in der Form γ_3/γ_0 tabelliert (vgl.Tab.18).

A.4. Die (100)-Wand senkrecht zur (011)-Magnetisierungsebene des $\langle 100\rangle$-Kristalls

A.4.1. Ebene (100)-Wand

Die Polarachse liegt in $\langle 100\rangle$-Richtung; der Azimutalwinkel φ wird von der zur (011)-Magnetisierungsebene senkrechten und zur $\langle 100\rangle$-Stabachse parallelen $(0\bar{1}1)$-

Ebene aus gemessen. Der Polarwinkel ϑ ist auf die ⟨100⟩-Achse bezogen. ϑ_0 sei der Magnetisierungswinkel, der sich aus der impliziten Magnetisierungskurve

$$IH_i = \cos\vartheta_0 \cdot (3\cos^2\vartheta_0 - 1) \cdot (-K_1 - K_2 \sin^2\vartheta_0/2) ; \qquad (1)$$

des ⟨100⟩-Kristalls ergibt.

A.4.1.1. (100)-Blochwand

Da das Feld H_i in ⟨100⟩-Richtung senkrecht zur Wand liegt, ist die magnetostatische Energie in der Blochwand wegen des konstanten Polarwinkels ϑ_0 überall gleich. Demnach kann die Blochwandenergie $\gamma_B(\vartheta_0)$ genau wie in §A.3.1. berechnet werden. Es gilt (vgl.Tab.19):

$$\gamma_B = 2\gamma_0 \sin^3\vartheta_0 \cdot (1 + K_2\cos^2\vartheta_0) . \qquad (1).$$

Der Magnetisierungswinkel ϑ_0 des ⟨100⟩-Kristalls durchläuft in (1) das Intervall $54.74^\circ \geq \vartheta \geq 0^\circ$.

Ein gleiches Ergebnis findet sich in [16,17] mit $k_2 = 0$.

ϑ_0[°] \ T[°C]	γ_B/γ_0 100	−50	+0	+20	+50	+100	γ_N/γ_0
54.74	2.786+0	3.573+0	4.874+0	5.608+0	7.181+0	1.115+1	1.159+0
49	2.085+0	2.650+0	3.590+0	4.123+0	5.267+0	8.160+0	9.32 +1
43	1.466+0	1.847+0	2.487+0	2.851+0	3.634+0	5.618+0	7.01 −1
37	9.663−1	1.209+0	1.619+0	1.853+0	2.357+0	3.638+0	4.91 −1
31	5.848−1	7.276−1	9.699−1	1.108+0	1.408+0	2.169+0	3.12 −1
25	3.139−1	3.888−1	5.164−1	5.895−1	7.476−1	1.151+0	1.75 −1
19	1.403−1	1.732−1	2.294−1	2.616−1	3.314−1	5.095−1	8.05 −2
13	4.551−2	5.605−2	7.409−2	8.445−2	1.069−1	1.643−1	2.68 −2
7	7.161−3	8.807−3	1.163−2	1.325−2	1.677−2	2.575−2	4.30 −3
1	2.097−5	2.574−5	3.394−5	3.867−5	4.897−5	7.517−5	1.26 −5

Tab.19 Energie der (100)-Wand senkrecht zur (011)-Magnetisierungsebene in Abhängigkeit von der Temperatur T und dem Magnetisierungswinkel ϑ_0. γ_B Blochwand; γ_N Néelwand; $\gamma_0 = \sqrt{-AK_1}$. 2.786/+0 bedeutet: $2.786 \cdot 10^{+0}$.

A.4.1.2. (100)-Néelwand

Die Energie der (100)-Néelwand γ_N wird für verschiedene Temperaturen und alle Felder numerisch integriert und in der Form γ_N/γ_0 tabelliert (vgl.Tab.19).

Die Ergebnisse zeigen, daß tatsächlich die (100)-Blochwand für alle Temperaturen und Felder energetisch günstiger ist als die gleich orientierte Néelwand. Für niedrige Felder und hohe Temperaturen beträgt der Unterschied eine Größenordnung.

A.4.2. Geknickte Blochwand

Es sind hier selbstverständlich die gleichen einschränkenden Aussagen wie in §A.2.2. gültig.

Die Wand wird um die Achse $\langle 0\bar{1}1\rangle$ geknickt. Der Kippwinkel Ψ wird zwischen Wand und (011)-Magnetisierungsebene gemessen. Bezüglich der Richtungskosinus α_i gelten hier folgende Transformationsformeln:

$$\alpha_1 = \cos\Psi \cdot \sin\vartheta \cdot \cos\varphi + \sin\Psi \cdot \cos\vartheta,$$

$$\alpha_2 = (-\sin\Psi \cdot \sin\vartheta \cdot \cos\varphi + \cos\Psi \cdot \cos\vartheta + \sin\vartheta \cdot \sin\varphi)/\sqrt{2}, \qquad (1)$$

$$\alpha_3 = (-\sin\Psi \cdot \sin\vartheta \cdot \cos\varphi + \cos\Psi \cdot \cos\vartheta - \sin\vartheta \cdot \sin\varphi)/\sqrt{2}.$$

Die numerische Integration erfolgt mit $k_2 = +0.4$ ([107] benutzt $k_2 = -1.47$ im Spezialfall $H_i = 0$) für alle Kippwinkel Ψ und alle Felder H_i.

Ψ[°] / ϑ[°]	0	20	40	50	60	70	80	90
54.74	1.41+0	1.39+0	1.32+0	1.26+0	1.18+0	1.10+0	1.06+0	1.16+0
54	1.38+0	1.36+0	1.29+0	1.23+0	1.16+0	1.08+0	1.03+0	1.13+0
48	1.08+0	1.07+0	1.03+0	9.88-1	9.35-1	8.68-1	8.13-1	8.91-1
42	7.87-1	7.81-1	7.60-1	7.38-1	7.05-1	6.56-1	6.05-1	6.62-1
36	5.31-1	5.29-1	5.19-1	5.08-1	4.89-1	4.59-1	4.18-1	4.56-1
30	3.25-1	3.24-1	3.20-1	3.15-1	3.07-1	2.91-1	2.63-1	2.85-1
24	1.73-1	1.73-1	1.72-1	1.70-1	1.67-1	1.61-1	1.46-1	1.55-1
18	7.55-2	7.54-2	7.51-2	7.48-2	7.40-2	7.22-2	6.65-2	6.89-2
12	2.29-2	2.29-2	2.28-2	2.28-2	2.27-2	2.24-2	2.13-2	2.11-2
6	2.89-3	2.89-3	2.89-3	2.89-3	2.89-3	2.88-3	2.83-3	2.70-3

Tab. 20 Energie der um $\langle 0\bar{1}1\rangle$ gedrehten Blochwand in Abhängigkeit vom Magnetisierungswinkel ϑ, und vom Neigungswinkel Ψ gegen die (011)-Magnetisierungsebene.

Für $\Psi = 80^\circ$, bei einer Auslenkung um 10° aus der pauschalen (100)-Wandebene heraus, ergibt sich für nicht zu hohe Feldwerte ein schwaches Minimum (in Übereinstimmung mit [107]) in der Energie $\gamma_B/\sin\Psi$ der um (100) geknickten Blochwand.

Der Energiegewinn gegenüber der glatten (100)-Blochwand geht von 8.8% bei $H_i = 0$ ($\vartheta_o = 54.74^o$) auf 0% zurück ab $\vartheta_o \leq 12^o$.

B. Keilstrukturmodelle I bis IV (vgl.§4.2.4.)

In den Modellen I bis III soll mit dem Anteil x der Keilstruktur ($0 \leq x \leq 1$) die Anordnung und Breite der Keile veränderlich sein. Abgesehen von den Unterschieden erfüllen die Modelle I bis III folgende Bedingungen:

Die Keile (Index k) sind umso schmaler, je weiter sie von der Wand KV entfernt sind. Das wird dadurch erreicht, daß ihre Breite proportional x^k angesetzt wird. Für $x \ll 1$ sollen keine äußeren Streufelder vorhanden sein. Für $(1-x) \ll 1$ soll der Abschluß zwischen den Keilen vollständig durch kleinperiodische Streufelder ablaufen. Beides wird dadurch gewährleistet, daß der Anteil der KK-AS jeweils $(1-x)$ vom gesamten kleinperiodischen Abschluß der Keile ist. Im Modell IV gelten andere Bedingungen unabhängig von x (vgl.§4.2.4.).

Für den Spezialfall $x=1/2$; $N=3$ sind die Anordnungen der vier Modelle in Fig.9 nebeneinandergestellt.

Zusammen mit obigen Bedingungen charakterisieren die relative Keilbreite y_x (vgl.4.2.2.1..5) und der relative Keilort Z_k (vgl.§4.2.1.) jeweils die gesamte Keilstruktur. Denn aus y_k und Z_k lassen sich nach §§4.2. alle Beiträge zur Energie f_2 der KV-AS berechnen.

$$y_k = \begin{cases} x^k / \left((1+2\sum_{\ell=1}^{N} x^\ell)(2-x) \right); & \text{(I)} \\ x^k / \left(1+2\sum_{\ell=1}^{N} x^\ell \right); & \text{(II)} \\ x^{k-1} / \left(1+2\sum_{\ell=1}^{N} x^{\ell-1} \right); & \text{(III)} \\ 2/(4N+1); & \text{(IV)} \end{cases}$$

$$Z_k = \begin{cases} \left(1+2\sum_{\ell=1}^{k} x^\ell - x^k(5-2x)/(4-2x)\right) / \left(1+2\sum_{\ell=1}^{N} x^\ell\right); & \text{(I)} \\ \left(1+2\sum_{\ell=1}^{k} x^\ell - x^k(1+2x)/2\right) / \left(1+2\sum_{\ell=1}^{N} x^\ell\right); & \text{(II)} \\ \left(1+2\sum_{\ell=1}^{k} x^{\ell-1} - x^{k-1}(1+2x)/2\right) / \left(1+2\sum_{\ell=1}^{N} x^{\ell-1}\right); & \text{(III)} \\ (4k-1)/(4N+1). & \text{(IV)} \end{cases}$$

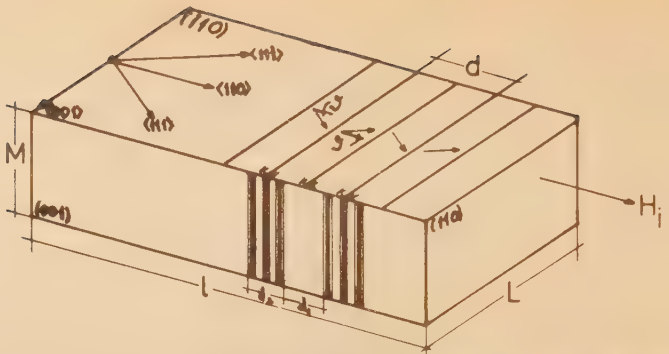


Fig.1 Der (110)-Nickelkristall. Plattenstruktur der Periode d. KK- und KV-Abschlußstruktur der Länge d_1 bzw. d_2 sind auf der (001)-Seitenfläche deutlich zu unterscheiden.

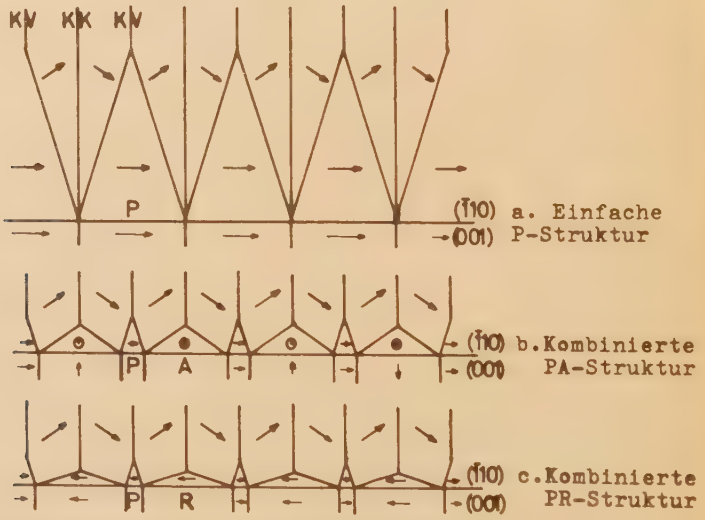


Fig.2 Abschlußstrukturmodelle mit Dreieckbereichen

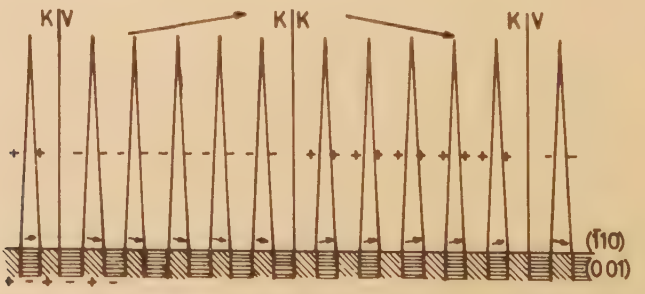


Fig.3 Keilstruktur mit inneren und äußeren Streufeldern ($H_i \rightarrow H_i^s$)

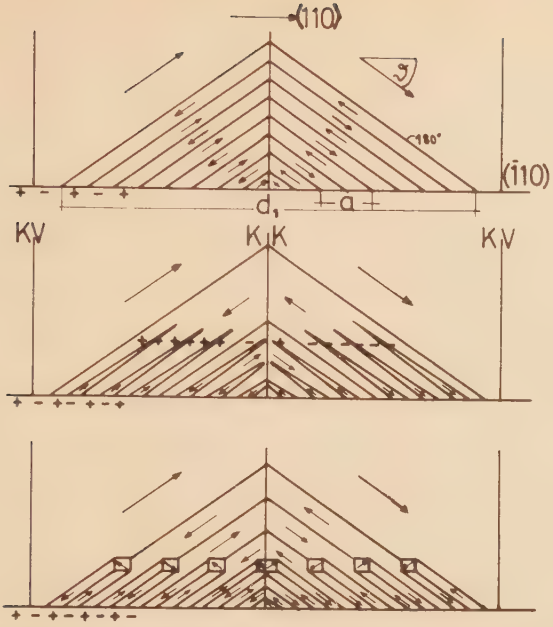


Fig.4 S-Struktur mit 180°-Wänden und äußeren Streufeldern

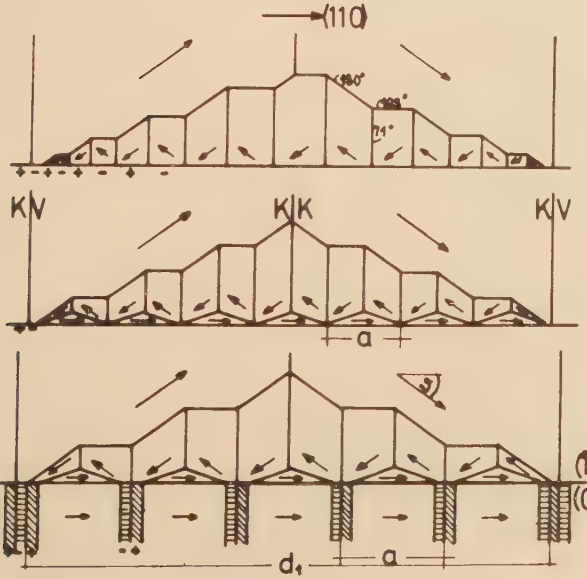


Fig.5 T-("echelon")-Struktur mit unterschiedlichen äußeren Abschlüssen

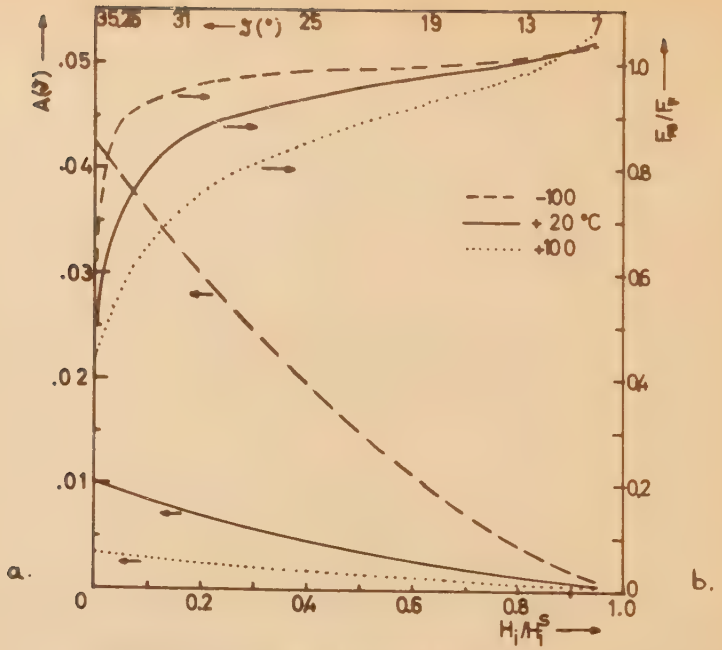


Fig.6 Energieverminderung der T-Struktur (a.äußerer Abschluß nach 4.1.2..12, b. Bereichsstruktur nach Tab.5) bei D und FD gegenüber F (vgl.Fig.5).

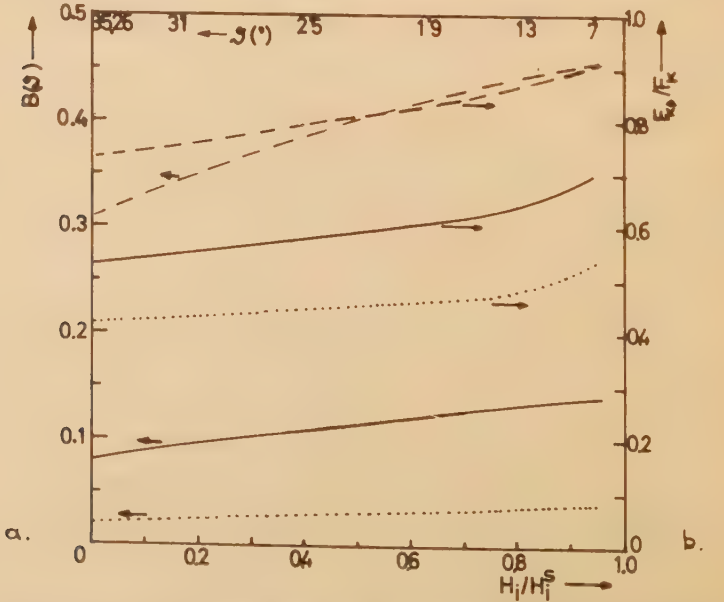


Fig.8 Energieverminderung der Keilstruktur (a.innere Energie nach 4.2.2.2..9, b.Bereichsstruktur nach Tab.5) bei Berücksichtigung der Drehprozesse.

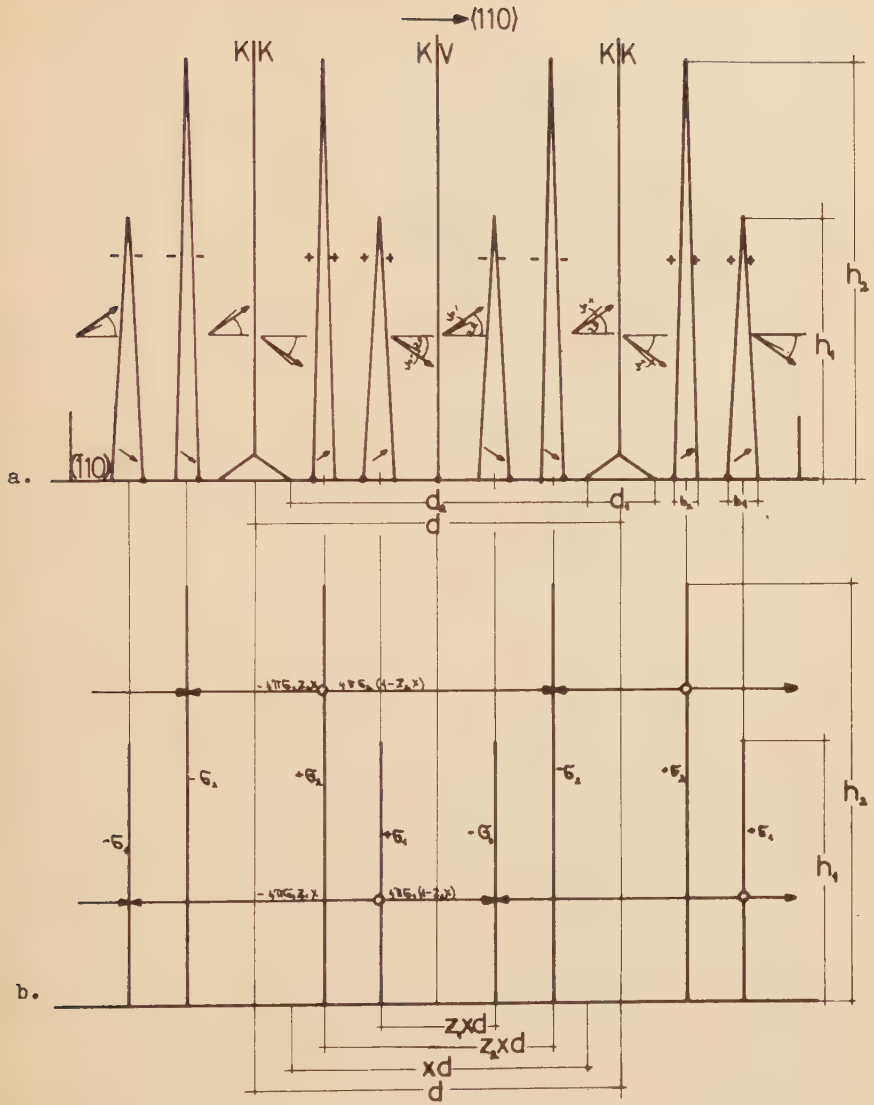


Fig.7 Keilstruktur am Winkel KV kombiniert mit einer Abschluß-struktur am Winkel KK. a.Tatsächliche Anordnung der Keile. b.Plattenkondensatornäherung der Wandladungen.

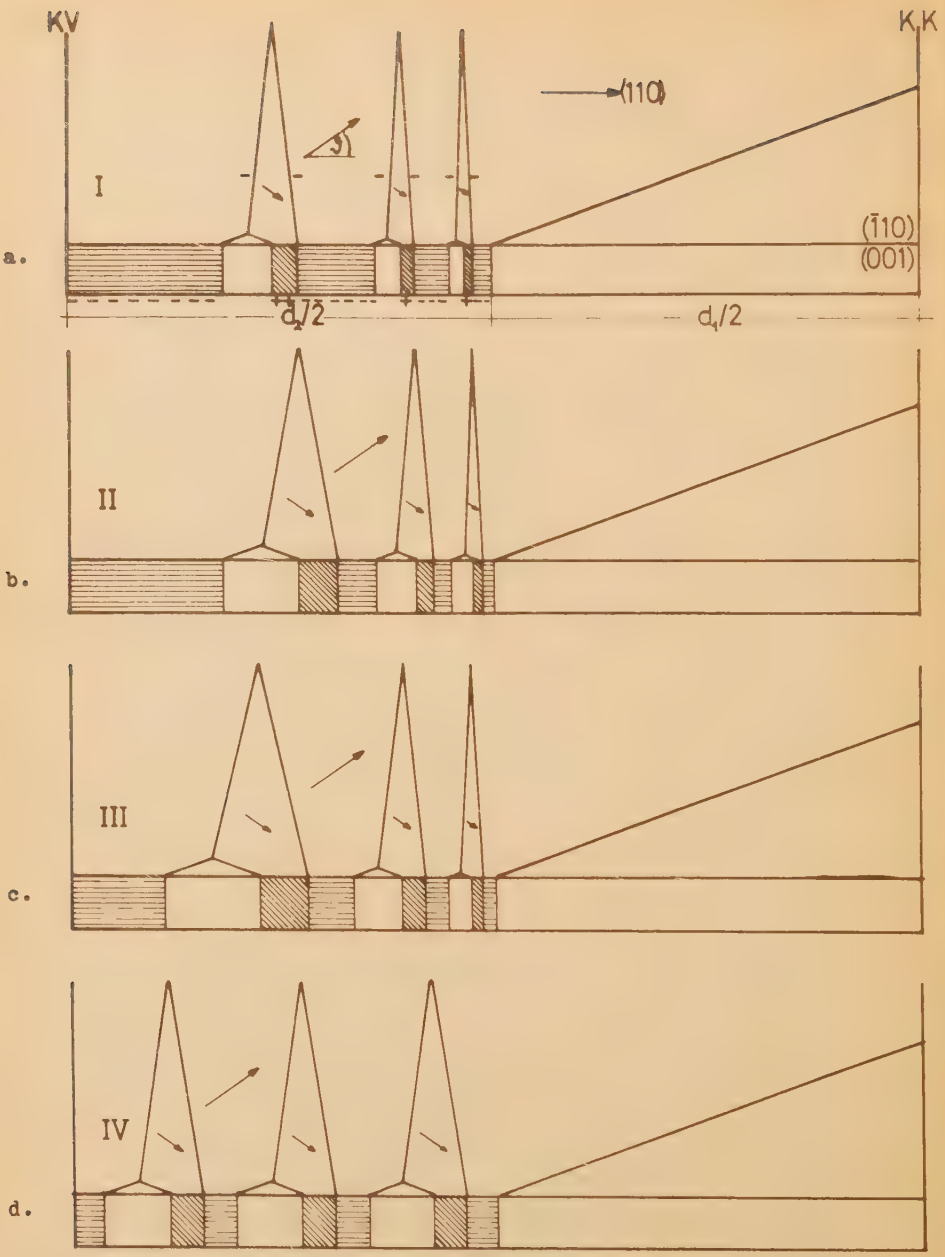


Fig.9 Keilstrukturmodelle. a. bis c.Modelle I bis III (vgl.§B.). d. Modell IV (vgl.§4.2.4.).

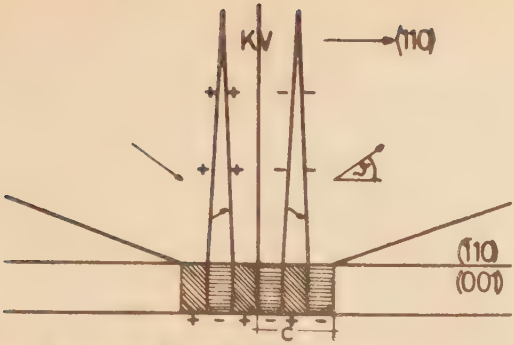


Fig.10 Kleine Keile am Winkel KV (vgl.§4.2.5.2.)

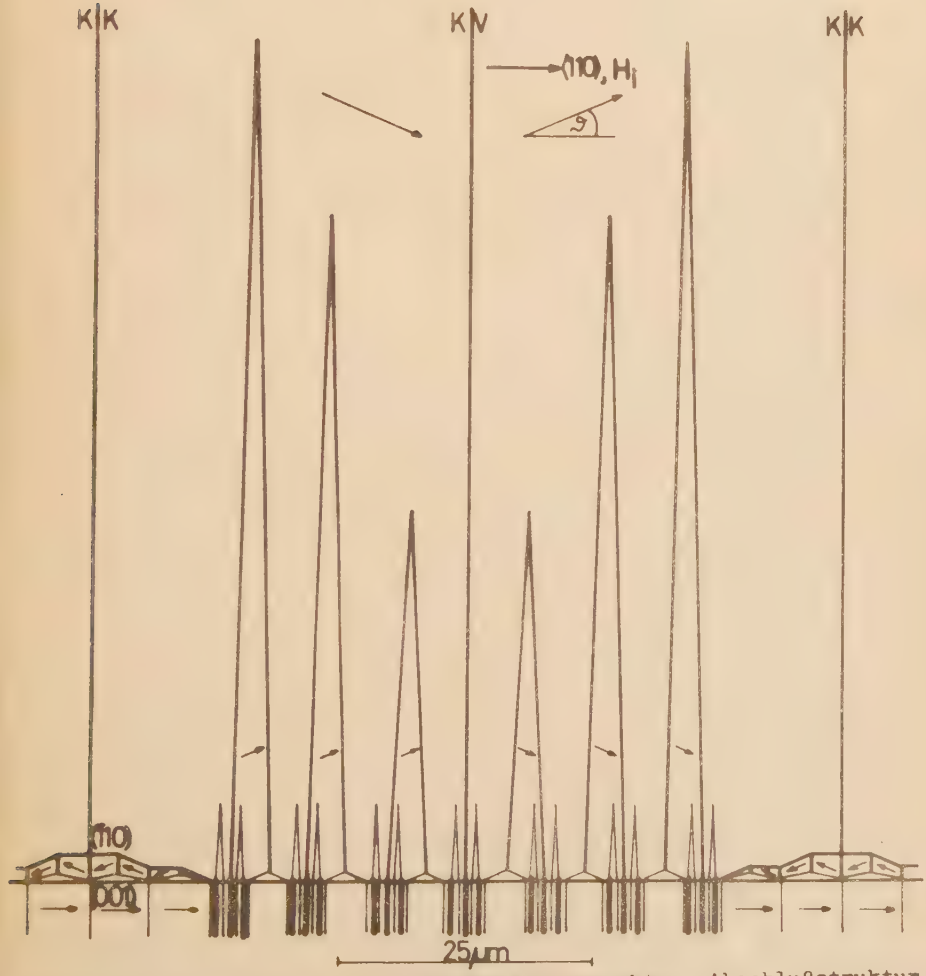


Fig.11 Beispiel einer berechneten Bereichsstruktur. Abschlußstruktur kombiniert aus T-Struktur und Modell IV der Keilstruktur. ϑ=23°; T=20°C; H_1=670e; L=0.4 cm; (110)-Blochwand.

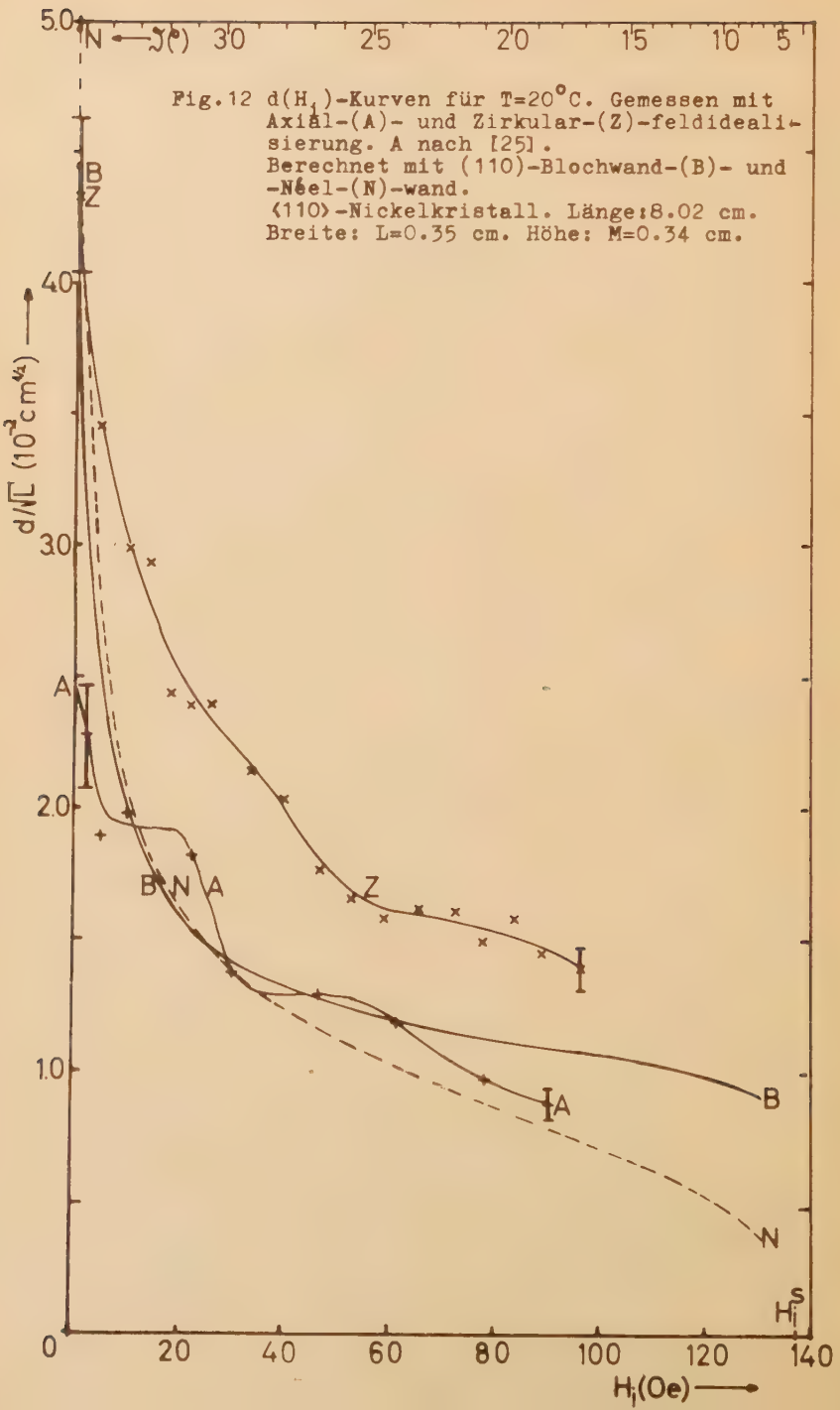


Fig.12 d(H_i)-Kurven für T=20°C. Gemessen mit Axial-(A)- und Zirkular-(Z)-feldidealisierung. A nach [25].
Berechnet mit (110)-Blochwand-(B)- und -Néel-(N)-wand.
⟨110⟩-Nickelkristall. Länge:8.02 cm.
Breite: L=0.35 cm. Höhe: M=0.34 cm.

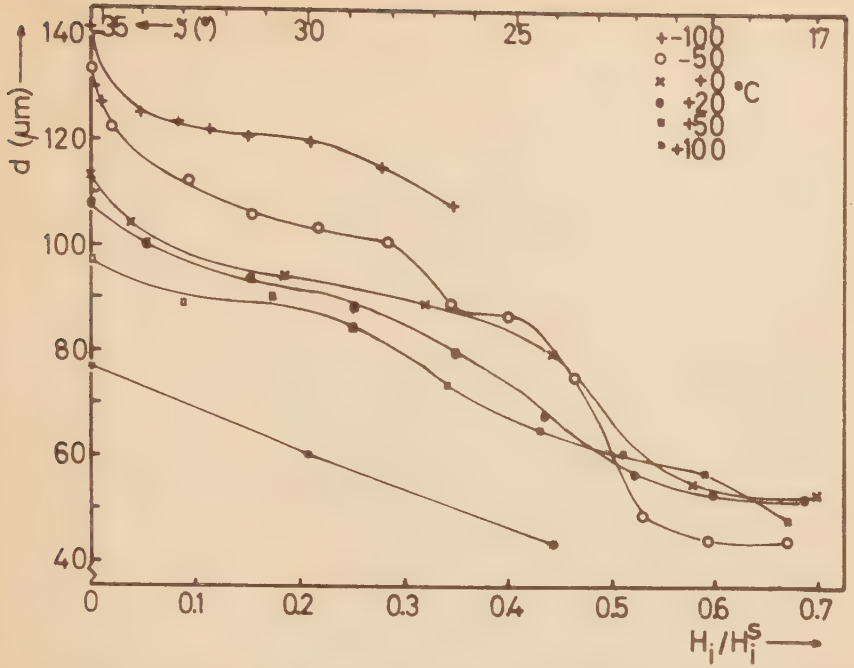


Fig.13 $d(H_i)$-Kurven gemessen bei verschiedenen Temperaturen [29,30]. L=0.4 cm.

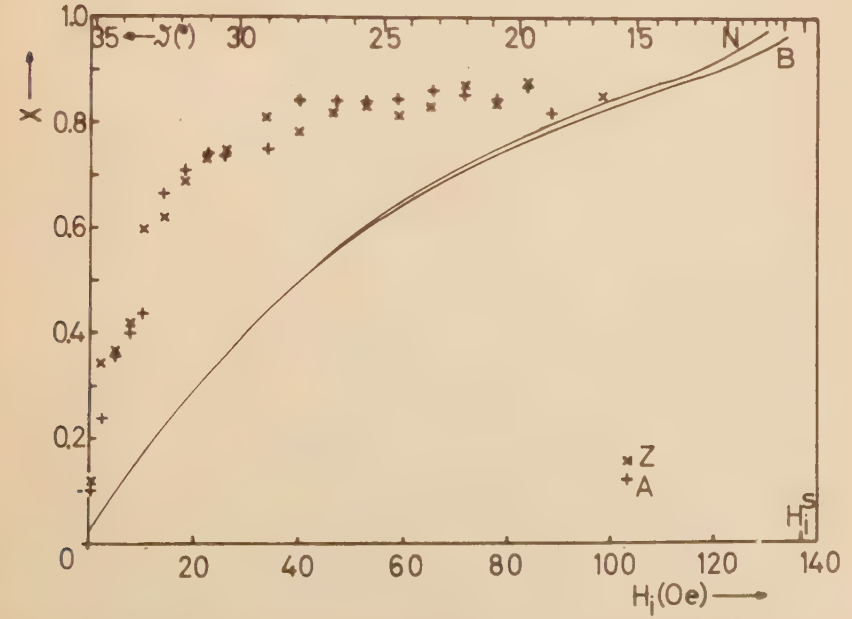
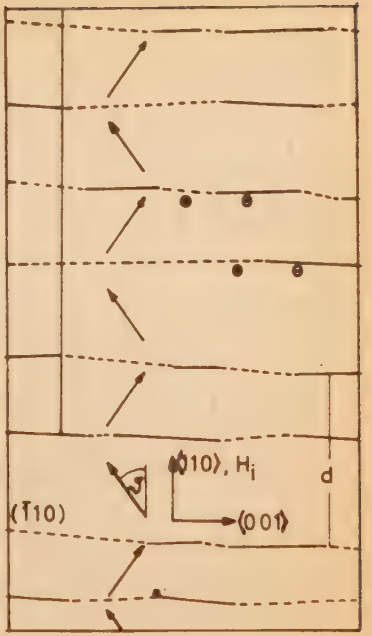


Fig.14 Der Anteil x der KV-Abschlußstruktur (vgl.Fig.12)



100 µm

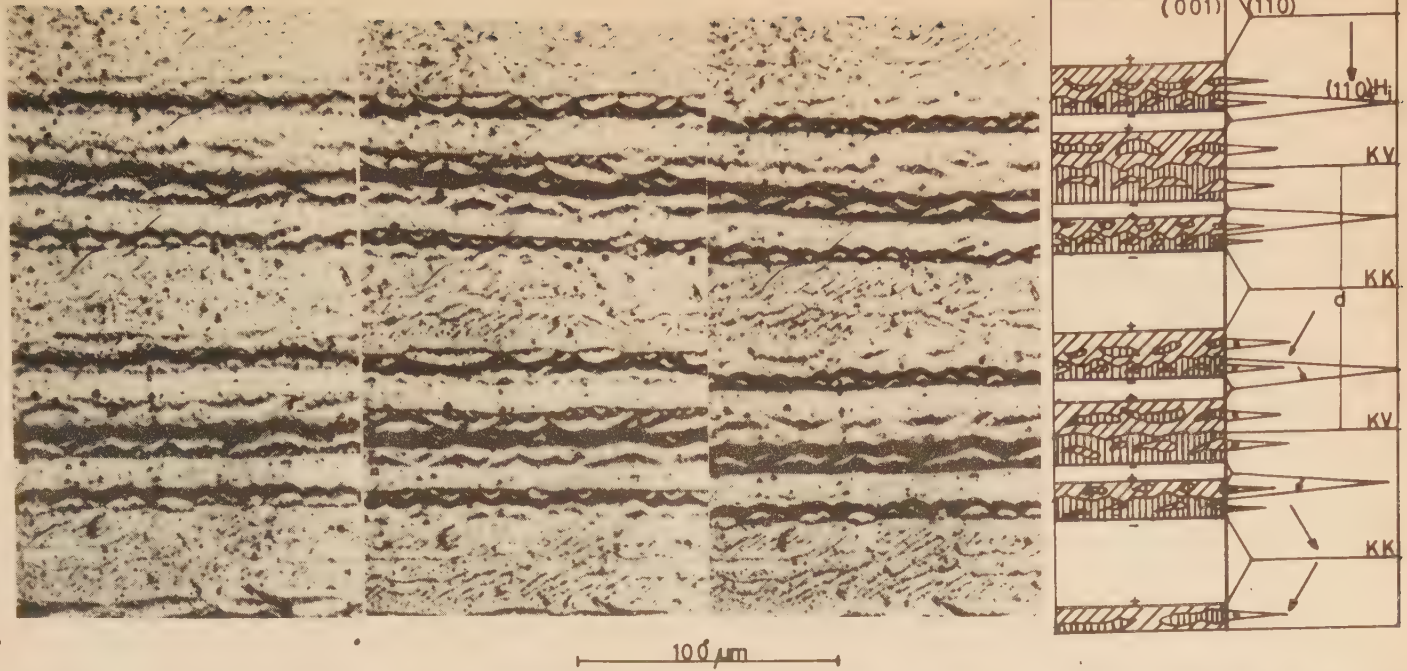
a. $H_n=0$

b. $H_n>0$ (nach außen)

c. $H_n<0$ (nach innen)

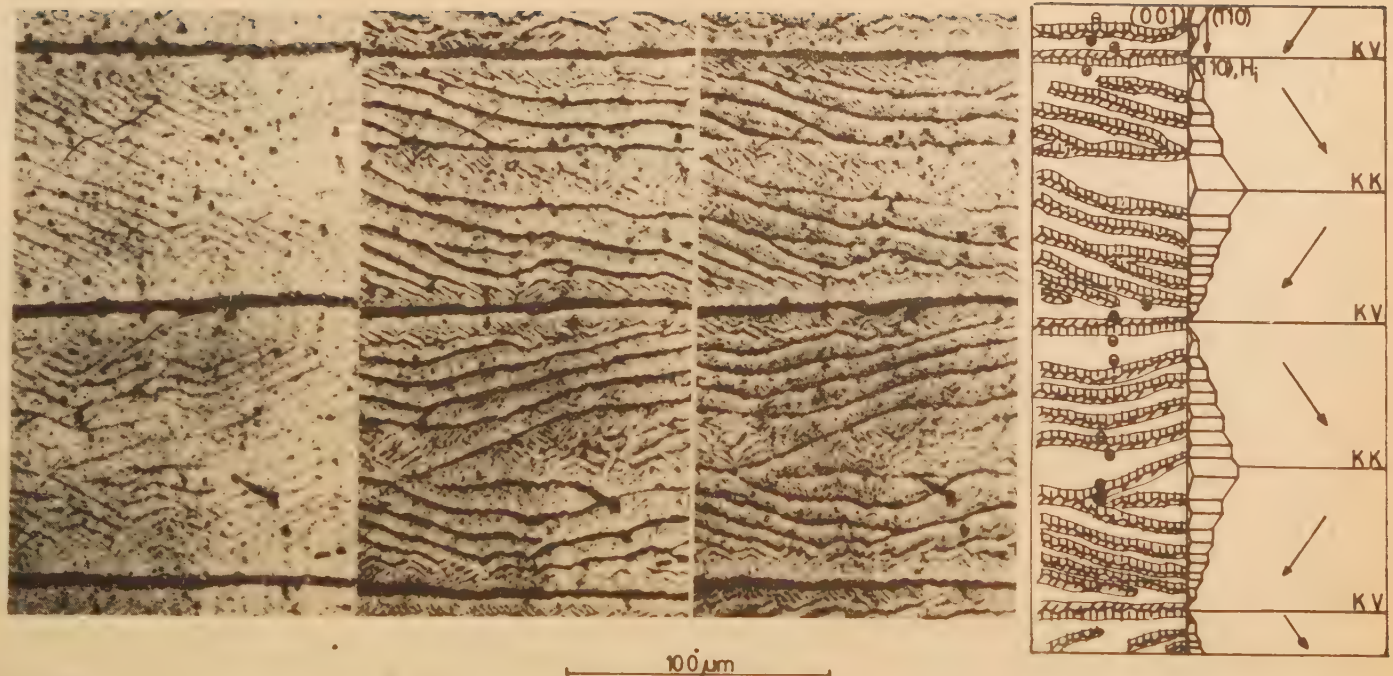
d. Linienladungsvorzeichen der gegen ⟨001⟩ verkippten Wandspuren

Fig.15 Bittermuster auf einer $(\bar{1}10)$-Hauptfläche mit Normalfeldüberlagerung. $H_i \approx 0$. Die Ladungen der Wandspuren entsprechen den Ladungen der um $\langle\bar{1}10\rangle$ gedrehten Wände.



a. $H_n=0$. b. $H_n > 0$ (nach außen) c. $H_n < 0$ (nach innen) d. Ladungsverteilung auf der (001)-Seitenfläche. Deutung durch Keilstruktur.

Fig.16 Bittermuster auf einer (001)-Seitenfläche mit Normalfeldüberlagerung; $H_i > 0$; (vgl.Fig.9,10.11).



a. $H_n = 0$.

b. $H_n > 0$.

c. $H_n < 0$.

d. Ladungsverteilung auf der (001)-Seitenfläche. Deutung durch T-Struktur.

Fig.17 Bittermuster auf einer (001)-Seitenfläche mit Normalfeldüberlagerung; $H_i \approx 0$; (vgl.Fig.5c); an der Wand KV vor-, innerhalb der KK-Abschlußstruktur rücklaufende Streufelder!

Diese Arbeit wurde in der Sektion Physik der Universität München, Lehrstuhl Prof. Dr. W. Rollwagen, ausgeführt.

Herrn Prof. Dr. Ch. Schwink danke ich für sein reges Interesse und die Anregung zu diesem Thema aus dem Problemkreis seiner ferromagnetischen Arbeitsgruppe, auf deren Ergebnisse ich mich wesentlich stütze.

Herrn Prof. Dr. W. Rollwagen danke ich, daß ich in seinem Hause arbeiten durfte.

Dem Leibniz-Rechenzentrum der Bayerischen Akademie der Wissenschaften danke ich für umfangreiche Rechenzeit, die erst ermöglichte, die vielfältigen numerischen Probleme - in ALGOL programmiert - zu lösen.

Lebenslauf

Am 14.Februar 1938 wurde ich in Göttingen geboren. Von August 1944 bis Ostern 1949 besuchte ich dort die Grundschule und anschließend das Felix-Klein-Gymnasium, an dem ich im Februar 1958 die Reifeprüfung ablegte.

Vom Sommersemester 1958 bis zum Wintersemester 1960/61 studierte ich an der Universität Göttingen, anschließend an der Universität München bis zum Sommersemester 1964 Physik. 1963 nahm ich an einem zehnwöchigen Ferienpraktikum des Deutschen Elektronen-Synchrotrons in Hamburg teil.

Am 2.11.1960 bestand ich in Göttingen die Diplomvorprüfung und am 17.12.1964 in München die Diplomhauptprüfung in Physik jeweils mit " sehr gut ". Das Thema meiner - seit 1962 unter Anleitung von Universitätsdozent Dr. Ch. Schwink ausgeführten - Diplomarbeit lautete: " Untersuchungen der ferromagnetischen Bereichsstruktur von Nickeleinkristallen mit Hilfe der Bittertechnik ".

Otto Grüter